

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
Departamento de Física Teórica



TESIS DOCTORAL

**Análisis de los sistemas [Kaón-dos piones] en las reacciones
de intercambio de hipercarga [pión-proton yendo a kaón-dos
piones-resonancia nucleónica]**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR
PRESENTADA POR

María del Carmen Fernández Cambroneró

Madrid, 2015

TP
1285
157

María del Carmen Fernández Cambronero



X-53-031508-2

**ANALISIS DE LOS SISTEMAS $K\bar{K}$ EN LAS REACCIONES
DE INTERCAMBIO DE HIPERCARGA $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}\pi$ A4 GeV/c**

**Departamento de Física Teórica
Facultad de Ciencias Físicas
Universidad Complutense de Madrid
1985**



BIBLIOTECA

Colección Tesis Doctorales. Nº

157/85

© María del Carmen Fernández Cambronero
Edita e imprime la Editorial de la Universidad
Complutense de Madrid. Servicio de Reprografía
Noviciado, 3 28015 Madrid
Madrid, 1985
Xerox 9400 X 721
Depósito Legal: M-32949-1985

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE

MADRID 1981

"ANÁLISIS DEL SISTEMA $K\pi\pi$ EN LAS REACCIONES DE
INTERCAMBIO DE HIPERCARGA $\pi^-p \rightarrow K\pi\pi A$ A 4 GEV/C"

Memoria presentada por Carmen
Fernández Cambronero para optar al
grado de Doctor en Ciencias Físicas
y dirigida por el Dr. Juan Antonio
Rubio Rodríguez.

-I-

AGRADECIMIENTOS

Quiero expresar mi agradecimiento a todos los que han contribuido a la realización de este trabajo, llevado a cabo en el Grupo de Altas Energías de la Junta de Energía Nuclear, particularmente:

Al Dr. Carlos Sánchez del Río y a la Dra. M^a Aránzazu Vigón por haberme recibido en la División de Física de la J.E.N.

Al Dr. Ramón Fernández Alvarez-Estrada por haber aceptado el hacerse cargo de la presentación de esta memoria en la Universidad Complutense de Madrid.

Al Dr. Rafael Armenteros, director del experimento, y a todos los miembros de la colaboración CERN-Collège de France-Madrid-Estocolmo por su amable acogida durante mi estancia en el CERN y por su contribución a la obtención de algunos de los resultados que figuran en esta memoria.

De manera especialísima al Dr. Juan Antonio Rubio, que ha dirigido este trabajo, y al que debo no sólo una dirección constante y atentísima y una formación como físico experimental sino además un alentador interés y una preocupación activa por mi futuro profesional.

Al Dr. Marcos Cerrada, cuya ayuda, tanto en el CERN como en Madrid, ha sido fundamental, por todo el esfuerzo invertido en transmitirme algunos de sus detallados conocimientos y experiencia en los métodos del análisis de amplitudes y en la interpretación de los resultados.

A los Dres. Manuel Aguilar Benítez, Pedro Ladrón de

-II-

Guevara y Antonio Ferrando por su interés, sugerencias y enseñanzas en el campo de la investigación en partículas elementales.

A todos mis compañeros del Grupo de Altas Energías, especialmente a los Dres. José Salicio, Juan Antonio Garzón, Carmen Albajar y a Jesús Salicio y Antonio López Fraguas, además de por su continua ayuda en la resolución de problemas concretos por su amistad, que ha convertido la realización cotidiana de este trabajo en una alegre tarea.

Al Dr. Rafael Losá y a Juan José Hernández por su contribución a la instalación de los programas que ha sido necesario utilizar para el análisis de los datos.

A mi hermano David por su ayuda en la realización de algunas de las figuras que aparecen en este trabajo.

Y finalmente a los grupos de Delineación de la División de Física y al Centro de Cálculo de la J.E.N. y a las Sras. Concepción Braña y María Isabel Díez por la rapidez y el cuidado puestos en la mecanografía de esta memoria.

I N D I C E

CAPITULO I

INTRODUCCION	1
--------------------	---

CAPITULO II

DESCRIPCION DEL EXPERIMENTO

II.1. Procedencia de los datos experimentales	3
II.2. Proceso de preparación de los datos	3
II.2.1. Escrutinio	4
II.2.2. Medida	5
II.2.3. Reconstrucción geométrica y cinemática	6
II.2.4. Identificación	7
II.2.5. Creación de la DST	8
II.3. Pérdidas y factores de corrección	9
II.3.1. Pérdidas durante la fase de escrutinio	9
II.3.2. Pérdidas durante el procesado a través de la cadena de programas	10
II.3.3. Sucesos ambiguos	10
II.3.4. Desintegraciones no visibles	11
II.3.5. Pérdidas por volumen fiducial. Visibi lidad de las partículas extrañas. Pesos	11
Referencias	16

CAPITULO III

SELECCION DE LA MUESTRA EXPERIMENTAL

SECCIONES EFICACES

III.1. Estadística experimental en los canales de interés	17
III.2. Características generales de la muestra	19
III.3. Sucesos ambiguos. Métodos de separación	21
III.3.1. Resolución de ambigüedades del canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$	22
III.3.2. Resolución de ambigüedades del canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$	38

III.3.3. Resolución de ambigüedades del canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$	39
III.3.4. Resolución de ambigüedades del canal $(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$	47
III.4. Muestra seleccionada para el análisis. Contro- les de calidad	52
III.5. Relaciones de desintegración. Secciones efi- caces	54
III.5.1. Correcciones al número de sucesos de cada canal	54
III.5.2. Cálculo de las relaciones de desin- tegración para el K^0 y Λ^0	60
III.5.3. Cálculo de las secciones eficaces totales para los canales de interés	63
Descripción de tablas	68
Tablas	69
Descripción de figuras	82
Figuras	89

CAPITULO IV

CARACTERISTICAS GENERALES DE LOS ESTADOS FINALES

$K \pi \pi A$

IV.1. Distribuciones de masa efectiva. Procesos resonantes Intermedios	142
IV.2. Determinación de la masa y la anchura del mesón Q_1 . Secciones eficaces preliminares de producción de Q_1 y $K^*(1430)$	147
Referencias	151
Descripción de tablas	152
Tablas	153
Descripción de figuras	154
Figuras	156

CAPITULO V

ANALISIS DE AMPLITUDES DEL SISTEMA $K \pi \pi$

V.1. Introducción. Análisis de amplitudes realizados sobre el sistema $K\pi\pi$ en experimentos difractivos y no difractivos	168
V.2. Análisis de amplitudes sobre el diagrama de Dalitz $K\pi\pi$. Formalismo y resultados	173
V.3. Análisis de ondas parciales del sistema $K\pi\pi$	
V.3.1. Introducción	178
V.3.2. Descripción general del método	180
V.3.3. Simplificaciones del formalismo.	
Modelo isobar	187
V.3.4. Introducción de la información sobre la desintegración débil del Λ^0 en el formalismo. Polarización del Λ^0	192
V.3.5. Resultados del análisis de ondas parciales	
V.3.5 i) Método de ajuste	213
V.3.5 ii) Resultados para el canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$	214
V.3.5 iii) Resultados para el canal $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$	223
Referencias	228
Descripción de figuras	231
Figuras	233
CAPITULO VI	
CONCLUSIONES	243

CAPITULO I

INTRODUCCION

Uno de los objetivos del experimento π^-p a 4 GeV/c (1), base del trabajo que se presenta en ésta memoria, es el análisis de los estados resonantes con modos de desintegración en $K\bar{K}$, $K\bar{K}^*$, $K^*\pi$ o $\eta\pi$. En particular, aquellos que disponen del modo de desintegración $K^*\pi$ están estrechamente relacionados con los estados de extrañeza no nula que componen el nonete axial de mesones, cuyo conocimiento es aún insuficiente.

El trabajo que a continuación se describe es un análisis detallado del sistema $K^*\pi$ producido en las reacciones con intercambio de hipercarga $\pi^-p \rightarrow K^*\Lambda$, con especial énfasis en la determinación de estados resonantes y las características de su producción. Para ello se dispone de una razonable estadística, muy alta para lo habitual en experimentos de cámara de burbujas (90 sucesos/ μb), que está caracterizada por una geometría de detección 4π .

En la presentación del estudio realizado y de los resultados obtenidos seguiremos el orden que a continuación se expone:

En el capítulo II haremos una breve descripción general del experimento en la que se tratará de la procedencia de los datos experimentales de que disponemos y de como han sido procesados hasta llegar al estado en que pueden ser analizados.

(1) M. C. Albajar y M. Aguilar Benítez. Informe J.E.N. nº 495

El capítulo III describe todo el proceso de preparación de la muestra seleccionada para el análisis, cómo han sido resueltas las ambigüedades entre las diferentes hipótesis de masa y los diferentes controles de calidad de la muestra final. Se calculan además, como comprobación, las relaciones de densintegración para el K^0 y el A^0 y las secciones eficaces totales para los canales de interés.

En el capítulo IV se exponen las características generales de los estados $K\pi\pi A$: a través del estudio de las diferentes distribuciones de masa efectiva se identifican los procesos resonantes intermedios que contribuyen al estado final. Se realiza también una determinación de la masa y la anchura del mesón Q_1 y de las secciones eficaces de producción Q_1 y $K^*(1430)$.

El capítulo V presenta una recopilación de los resultados obtenidos en el análisis del sistema $K\pi\pi$ en experimentos anteriores difractivos y no difractivos, y describe los dos tipos de análisis de amplitudes realizados en este trabajo sobre el sistema $K\pi\pi$: el primero es un análisis de amplitudes sobre el diagrama de Dalitz, y el segundo es un análisis de ondas parciales. Se trata detalladamente el formalismo teórico en que se basa el segundo método distinguiendo dos casos de aplicación, según se incluya o no la información experimental sobre la desintegración débil del A^0 . Finalmente se incluyen los resultados de los análisis para los distintos canales en estudio.

El capítulo VI, por último, resume las conclusiones más importantes del trabajo.

CAPITULO II

DESCRIPCION DEL EXPERIMENTO

II.1. Procedencia de los datos experimentales

Los datos que se utilizan en este trabajo provienen de un experimento realizado en el Proton Síncroton del CERN. Entre los años 1967 y 1976, y en diferentes períodos, se tomaron aproximadamente 1.800.000 fotografías en la cámara de hidrógeno de 2 m del CERN, expuesta a un haz de π^- de 4 GeV/c de momento incidente.

Unas 200.000 fotografías fueron procesadas en Madrid (Grupo de Altas Energías de la Junta de Energía Nuclear). El resto fue analizado por los otros laboratorios de la colaboración: CERN - Collège de France (París) y Estocolmo.

Del procesamiento de todas las fotografías se obtuvieron un total de 151.033 sucesos, de los cuales 96.687 provienen del CERN, 22.475 del Collège de France, 22.411 de Madrid y 9.460 de Estocolmo. Detalles sobre diferentes etapas del experimento pueden ser consultados en la Ref. II.1

II.2. Proceso de preparación de los datos

Una vez disponibles las fotografías hay que realizar un largo y complicado proceso para extraer la información contenida en ellas y poder proceder al análisis. La preparación de los datos tiene lugar en varias etapas:

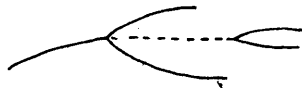
- Escrutinio de las fotografías
- Medida
- Reconstrucción geométrica y cinemática
- Identificación
- Creación de la DST

II.2.1. Escrutinio

En el escrutinio se miran las fotografías una por una y se seleccionan aquellas que contienen las interacciones de interés. En este experimento se pretendía estudiar interacciones con producción de al menos una partícula extraña, por lo que se tuvieron en cuenta todos los estados finales con al menos un $V^0 V^\pm$ (de integración visible de una partícula neutra en dos cargadas ó de una cargada en una partícula neutra y otra cargada).

Gráficamente, los sucesos admitidos en el escrutinio eran de alguno de los siguientes tipos:

a) al menos un V^0 apuntando al vértice principal de la interacción:



De esta manera se manifiestan las partículas neutras extrañas K^0 y Λ^0 , que se desintegran en dos partículas cargadas.

b) algún codo (V^\pm) en las trazas salientes del vértice principal:



Así aparecen las desintegraciones de las partículas K^\pm y Σ^\pm provenientes del vértice principal.

c) un V^0 apuntando al codo de una traza saliente del vértice principal:



Este es el caso correspondiente a la desintegración de un Ξ^- .

d) cualquier V^0 libre (no apunta a ningún vértice). Los Ξ^0

($\rightarrow \Lambda \pi^0$) aparecen de esta manera.

e) Se tuvieron en cuenta además los γ 's apuntando al mismo vértice que un V^0 , porque pueden indicar la desintegración de un Σ^0 en $\Lambda \gamma$



En este proceso de escrutinio se ha tenido buen cuidado de no incluir entre los V^0 las materializaciones de un fotón en un par de electrones e^+e^- , ni los conjuntos de dos codos seguidos: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + e^+$, sucesos ambos que no corresponden a partículas extrañas y que pueden ser detectados examinando la ionización y posiciones relativas de las trazas. Asimismo se han rechazado interacciones con trazas principales demasiado cortas para ser reconocidas como del haz (< 4 cm), o cuya traza del haz se desvía mucho de las otras (más de 2 cm en 60 cm de recorrido).

Después del escrutinio, cada suceso queda clasificado según su topología: número de tres cifras que indican respectivamente el número de partículas cargadas (o trazas) que salen del vértice principal, el número de éstas que se desintegran y el número de V^0 .

El escrutinio ha sido realizado dos veces de forma independiente con el fin de obtener la eficacia de su realización. Un segundo escrutinio accesorio proporciona datos como el n° de interacciones de cualquier tipo, el número de partículas del haz, etc..., que, junto con la eficacia, son necesarios a la hora de calcular las secciones eficaces.

II.2.2. Medida

Para la medida de las interacciones seleccionadas se han utilizado I.E.P.'s (Instruments for Evaluation of Photographs), aparatos destinados a la medida de puntos sobre fotografías toma

das en cámara de burbujas. Sobre cada una de las tres vistas de un suceso se miden:

a) cruces fiduciales (marcas fijas en la cámara necesarias para la posterior reconstrucción espacial del suceso)

b) coordenadas de los vértices principal y secundarios de la interacción

c) coordenadas de varios puntos de cada traza.

La información obtenida de esta manera es perforada automáticamente en tarjetas y después copiada en cinta magnética, siguiendo unos criterios convenidos sobre la ordenación y número de puntos medidos.

La calidad de los datos depende notablemente de la fase de medida, por lo que se debe poner especial cuidado en la optimización de los errores estadísticos consecuencia de las precisiones de los aparatos de medida, así como en la aparición de posibles errores sistemáticos.

II.2.3. Reconstrucción geométrica y cinemática

Una cadena de programas reconstruye los sucesos a partir de la información obtenida en el proceso de medida:

REAP

El programa REAP comprueba que la información sobre cada suceso no está incompleta y la organiza para que pueda ser utilizada por el siguiente programa.

THRESH

El programa THRESH realiza la reconstrucción geométrica del suceso: calcula las trayectorias helicoidales seguidas por las partículas en la cámara de burbujas y da como resultado las cantidades p , λ , ϕ (momento, ángulo de dip y ángulo azimutal) para cada una de las trazas.

THRESH utiliza además una serie de datos adicionales:

a) Títulos ópticos: información física sobre la cámara de burbujas (posiciones de las marcas fiduciales, de las cámaras fotográficas, espesores e índices de refracción de los medios ópticos, etc...)

b) Campo magnético: se introduce en forma de tabla para un conjunto de puntos determinados, a partir de los cuales se puede obtener por extrapolación el valor del campo en cualquier posición.

c) Hipótesis de masa: lista de posibles estados finales y sus masas correspondientes.

d) Constantes adicionales, cotas, tolerancias e información sobre las pérdidas energéticas de las partículas al atravesar el hidrógeno de la cámara.

THRESH comienza transformando todas las coordenadas a un sistema de referencia, para lo que necesita de las marcas fiduciales. A partir de los vértices (únicos puntos correspondientes en las tres vistas) reconstruye espacialmente las trazas ajustando a una hélice. Conocido el valor del campo magnético la curvatura da el valor del momento de la traza.

GRIND

El programa GRIND realiza el ajuste cinemático del suceso. Partiendo de la lista de todas las posibles asignaciones ó "hipótesis" de masa GRIND calcula, para cada una de ellas, las correcciones en los valores medidos necesarios para que se conserven la energía y el momento. La importancia de estas correcciones, respecto a los errores de medida, da una estimación de la probabilidad de que la hipótesis de masa considerada sea la correcta.

II.2.4. Identificación

Utilizando de nuevo las proyecciones de las fotografías

un físico examina la información proporcionada por GRIND para decidir la hipótesis mas adecuada para cada suceso. Entre las hipótesis con probabilidades razonables, se decide, con la ayuda de datos como la ionización (la densidad de burbújas depende de la masa para un momento dado), curvatura, masa residual, longitud de las trazas, desintegraciones visibles, γ 's observados, etc...

Tres decisiones son posibles para cada suceso:

a) Aceptar el suceso, bien asignándole una única hipótesis de masa o bien dejándolo como ambiguo entre varias hipótesis. La ambigüedad debe analizarse y resolverse posteriormente.

b) Desechar el suceso. Causas diversas pueden provocar esta decisión: selección errónea de la topología, trazas demasiado cortas para ser medidas, V^0 's que no apuntan a los vértices, o que han sido confundidos con pares de electrones, etc...

c) Remedir el suceso. Los sucesos remedidos vuelven a ser procesados por la cadena de programas y son identificados de nuevo.

II.2.5. Creación de la DST

A partir de la información de salida de GRIND y de las decisiones de la identificación perforadas en tarjetas, el programa SLICE selecciona las buenas hipótesis y calcula para cada una de ellas las variables cinemáticas del suceso: cuádrimomentos, masas, ángulos... Por último graba la información sobre cada suceso en cinta magnética: la DST ("Data Summary Tape"). Todo el proceso que hemos descrito tiene como finalidad la obtención de la DST, que contiene todos los datos necesarios para realizar un análisis físico.

La DST de nuestro experimento está dividida en registros de unas 500 palabras cada uno. Cada registro consta de cinco zonas: encabezamiento (topología, "pulls", coordenadas de los vértices ...), región de hipótesis (información sobre todas las

hipótesis ambiguas), región de desintegración de partículas extrañas (cuadrimentos, vértices, errores ... de los V^0 , V^{\pm}), región de trazas (variables de las trazas salientes del vértice principal y del haz) y región de las combinaciones de partículas.

II.3. Pérdidas y factores de corrección

En cada una de las etapas del proceso de preparación de los datos que acabamos de describir pueden perderse sucesos por diversas causas. Estas pérdidas deben ser estimadas y corregidas a la hora de calcular las secciones eficaces totales y parciales y al proceder al análisis de cualquier reacción.

Se pierden sucesos por las causas siguientes:

- 1) Escrutinio
- 2) Procesado
- 3) Ambigüedades entre hipótesis
- 4) Modos de desintegración no observables
- 5) Visibilidad de las desintegraciones observables de partículas extrañas: pérdidas por volumen fiducial y por proximidad de los vértices de producción y desintegración.

II.3.1. Pérdidas durante la fase de escrutinio

La fracción de sucesos no detectados por los operadores durante el proceso de escrutinio se estima a partir de la eficacia de escrutinio para cada topología.

Las fotografías son vistas dos veces por operadores diferentes y la eficacia se define como:

$$\text{Eficacia del primer escrutinio} : E_1 = \frac{N_c}{N_2}$$

Eficacia del segundo escrutinio : $E_2 = \frac{N_c}{N_1}$

Eficacia total : $E_{12} = 1 - \frac{(N_1 - N_c)(N_2 - N_c)}{N_1 N_2}$

donde N_1 , N_2 y N_c son el número de sucesos vistos por el primer operador, por el segundo y por ambos a la vez, respectivamente.

La eficacia se calcula por topologías porque cada una de ellas presenta un distinto grado de dificultad a la hora de ser detectadas por el operador. Las eficacias de nuestro experimento varían entre el 96% y el 100% según la complejidad de la topología.

El inverso de la eficacia es el factor con el que debe corregirse el número de sucesos de una topología para tener en cuenta las pérdidas en el escrutinio.

II.3.2. Pérdidas durante el procesado a través de la cadena de programas

Algunos sucesos no cumplen los requisitos exigidos por los programas o son rechazados en los procesos de medida o identificación. La eficacia de procesado para cada topología se obtiene calculando el cociente entre el número de sucesos que han pasado a través de la cadena de programas y el número de sucesos encontrados en el escrutinio.

II.3.3. Sucesos con varias hipótesis ambiguas

Los sucesos asignados como ambiguos en la identificación deben ser cuidadosamente estudiados para poder repartirse entre las distintas hipótesis de masa posibles con unas pérdidas y contaminaciones mínimas. La resolución de ambigüedades para los canales que nos interesan se tratará en el capítulo siguiente.

II.3.4. Modos de desintegración no observables

Al calcular las secciones eficaces de producción de canales con una o varias partículas extrañas hay que tener en cuenta los modos de desintegración de éstas en partículas neutras, que conducen a sucesos no visibles en la cámara. Puesto que se conocen bien las relaciones de desintegración $\frac{K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0}{K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}$, $\frac{\Lambda \rightarrow n \pi^0}{\Lambda \rightarrow p \pi^-}$, etc..., los factores de corrección correspondientes se obtienen de forma inmediata.

II.3.5. Pérdidas por no visibilidad de las desintegraciones observables de partículas extrañas

Las partículas extrañas son observadas a través de sus productos de desintegración. Hay diversos factores que pueden afectar a la visibilidad de estos productos, causando la pérdida de sucesos:

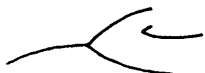
a) la partícula extraña (neutra) se desintegra fuera de la región visible de la cámara.



b) la partícula extraña (neutra o cargada) se desintegra tan cerca del vértice principal que los productos de su desintegración se confunden con las trazas salientes de dicho vértice



c) alguno de los productos de desintegración tiene un momento muy bajo y bien por pérdida energética (p) o por absorción (π^-) no es visible



d) la partícula extraña (cargada) se desintegra formando un ángulo muy pequeño con su producto visible de desintegración

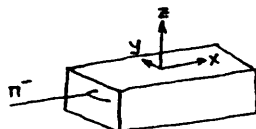


Para corregir todos estos tipos de pérdidas nos limitamos a considerar los sucesos producidos dentro de un cierto volumen fiducial contenido en la cámara de burbujas y los pesamos mediante un factor que es el inverso de la probabilidad de que las partículas extrañas se desintegren dentro de esa región fiducial y además sean observadas sin confusión posible.

Trataremos aquí brevemente de los criterios de selección del volumen fiducial y la forma de pesar los distintos tipos de pérdidas por visibilidad. Una descripción detallada puede encontrarse en la Ref.II.2

Volumen fiducial

El volumen fiducial está definido por dos volúmenes llamados INVOL e INLITE. INVOL es una cierta región de la cámara de burbujas donde se producen las interacciones π^-p . Para la elección de INVOL se han observado las distribuciones de las coordenadas x y z de los vértices de las interacciones principales de todos los sucesos. (El eje z sigue la dirección del campo magnético y tiene su origen en la pared superior de la cámara. El eje x está en la dirección de entrada del haz y el eje y es perpendicular a ambos).



Como el haz está bastante bien focalizado las distribuciones de y y z son estrechas. La distribución en x es uniforme salvo al comienzo y final de la cámara donde se pierden sucesos. INVOL se ha elegido de manera que se eviten estas regiones donde hay pérdidas:

$$\begin{aligned} -72 \text{ cm} &\leq x \leq 62 \text{ cm} \\ -17 \text{ cm} &\leq y \leq 18 \text{ cm} \\ -37 \text{ cm} &\leq z \leq -13 \text{ cm} \end{aligned}$$

INLITE es una región de la cámara de burbujas que contiene a INVOL y donde se observan las desintegraciones de las partículas extrañas. Se construye a partir de INVOL estudiando la distribución espacial de las desintegraciones visibles y siguiendo un proceso iterativo, de manera que el peso medio resultante para todos los sucesos sea mínimo. Los límites de INLITE son:

$$-72 \text{ cm} \leq x \leq 72 \text{ cm}$$

$$-20 \text{ cm} \leq y \leq 21 \text{ cm}$$

$$-40 \text{ cm} \leq z \leq -10 \text{ cm}$$

a) y b) Correcciones por desintegración fuera del volumen fiducial y por proximidad al vértice principal

Cada suceso producido dentro del volumen fiducial debe ser multiplicado por un peso definido como la inversa de la probabilidad de observación en INLITE de las partículas extrañas producidas en INVOL. Esta probabilidad de observación es la probabilidad de que la partícula extraña se desintegre antes de salir de INLITE menos la probabilidad de que se confunda con ramas procedentes del vértice principal.

Teniendo en cuenta que:

. l es la distancia del vértice principal al límite de INLITE según la trayectoria seguida por la partícula extraña considerada.

. \bar{l} es el recorrido libre medio de la partícula, igual a $8\gamma\tau_0$, siendo τ_0 la vida media en reposo.

. $l_0 = l_{\min}/\cos\lambda$ es la distancia entre el vértice principal y el de desintegración a partir de la cual el operador distingue un V^0 o un V^\pm de trazas saliendo del vértice principal (l_{\min} es la proyección sobre la fotografía de esta distancia y su valor (observando la distribución de dicha longitud proyectada para las desintegraciones detectadas) ha sido fijado en 0.3 cm, λ es el ángulo polar de la partícula, llamado también ángulo de dip).

La probabilidad de que la partícula extraña se desintegre antes de salirse de INLITE es:

$$P_{Des} = 1 - e^{-l/\bar{l}}$$

La probabilidad de que la partícula extraña se confunda con ramas saliendo del vértice principal es la probabilidad de que se desintegre antes de recorrer un camino l_0 :

$$P_{con} = 1 - e^{-l_0/\bar{l}}$$

La probabilidad de que la desintegración sea vista como tal, es decir, que ocurra dentro de INLITE y no sea confundida con un suceso con un número mayor de ramas saliendo del vértice principal es la diferencia de las dos probabilidades anteriores. El peso correspondiente a este tipo de pérdidas es, por tanto:

$$\begin{aligned} w &= \frac{1}{P_{Des} - P_{con}} = \frac{1}{e^{-l_0/\bar{l}} - e^{-l/\bar{l}}} & l > 0 \\ w &= \frac{1}{e^{-l_0/\bar{l}}} & l = 0 \end{aligned}$$

Todas las partículas extrañas, neutras y cargadas, producidas dentro de INVOL, con desintegración dentro de INLITE y cuya distancia entre los vértices principal y de desintegración proyectada sobre la fotografía sea mayor que 0.3 cm, se corrigen con este peso w . Aquellas para las que la referida distancia proyectada es menor de 0.3 cm no son consideradas en los análisis ya que su contribución es tenida en cuenta por el peso.

c) Correcciones por bajo momento de los secundarios de la desintegración

Si alguna de las partículas visibles en que se desintegra la partícula extraña se produce con un momento muy bajo, la lon-

gitud de su traza puede ser tan pequeña que no se observe en la fotografía. No se consideran, por tanto, los sucesos con momentos de los productos de desintegración por debajo de un cierto mínimo fijado (que depende de la partícula y varía entre 25 y 120 MeV) y se pesan los restantes mediante el inverso de la probabilidad de que el momento sea superior al mínimo dado. Esto es aplicable a Λ^0 , Σ^+ , K^+ y Ξ^- .

d) Correcciones por pequeño ángulo de desintegración

Existe un cierto ángulo ϵ definido sobre el plano xy de la cámara por debajo del cual el operador no puede apreciar cambio de dirección en las trazas. No se consideran los sucesos con partículas extrañas cuya proyección sobre el plano xy del ángulo de desintegración sea menor que ϵ , y se pesan los restantes mediante el inverso de la probabilidad de que el ángulo de desintegración sea mayor que ϵ . Esta corrección se aplica a K^+ , Σ^+ , Ξ^- .

El peso total de un suceso es el producto de los pesos debidos a las distintas causas de pérdidas que acabamos de ver. Un desarrollo mas detallado de los factores de corrección puede ser consultado en Ref. II.2

Referencias del Capitulo II.

II.1 M. C. Albajar. Tesis Doctoral. 1979

II.2 J. Salicio. Tesis Doctoral. 1980.

CAPITULO III

SELECCION DE LA MUESTRA EXPERIMENTAL.

SECCIONES EFICACES.

III.1. Estadística experimental en los canales de interés

Para nuestro estudio utilizaremos los siguientes canales

$$\begin{array}{l} \pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0 \\ \pi^- p \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0 \end{array}$$

En la DST cada canal está caracterizado por su tipo e hipótesis. El tipo es un número de cinco cifras (n_{V^+} , n_{T^+} , n_{V^-} , n_{T^-} , n_{V^0}) que indican, respectivamente, el número de codos positivos (partículas positivas que se desintegran en una partícula neutra y otra cargada), número de trazas positivas que salen del vértice principal, n° de codos negativos, n° de trazas negativas y n° de V°'s. La hipótesis es un número que determina la masa de cada una de las partículas. Para los sucesos de un tipo dado pueden existir varias hipótesis de masa compatibles: hay sucesos en la DST clasificados como ambiguos porque no se ha podido decidir en la identificación a que hipótesis corresponden.

Los sucesos del canal $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$ corresponden a los tipos 10011 ó 01011 (según que la desintegración del K^+ haya sido vista o no) y a la hipótesis 105.

En el caso del canal $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ hay varias topologías posibles:

- . desintegraciones del $\Lambda^0 (\rightarrow p \pi^-)$ y del $K^0 (\rightarrow \pi^+ \pi^-)$ vistos: el tipo correspondiente es el 01012 y las hipótesis posibles son 10 ó 11.

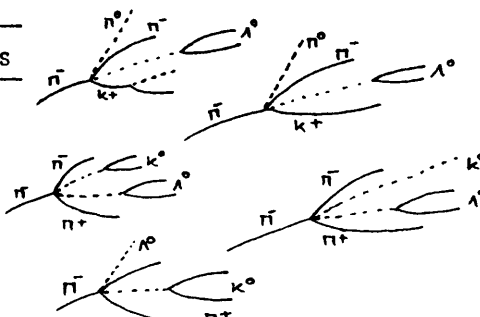
- . desintegración del Λ^0 visto, pero no la del K^0 , que es ajustado: el tipo es el 01011 y la hipótesis la 108.

- . desintegración del K^0 visto, pero no la del Λ^0 : tipo

01011 e hipótesis 109.

Resumiendo, nuestra muestra corresponde a los tipos e hipótesis siguientes:

CANAL	TIPO	HIPOTESIS
$\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$	$\begin{cases} 10011 \\ 1011 \end{cases}$	$\begin{cases} 105 \\ 105 \end{cases}$
$\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$	1012	10/11
$\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$	1011	108
$(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$	1011	109



En el caso del canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$, con Λ^0 y K^0 ambos vistos, al estar medidos todos los momentos de las partículas del estado final, existen (entre las variables cinemáticas) cuatro ligaduras impuestas por la ley de conservación del cuadrimomento total. Estas cuatro condiciones nos permiten verificar que la hipótesis ha sido bien asignada. Se dice que éstos son sucesos 4c.

No ocurre lo mismo con los otros tipos de sucesos de que disponemos. Tanto para los $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$, como para los $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ o $(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$, sucede que hay una partícula neutra que no ha sido vista (π^0 , K^0 o Λ^0 respectivamente). El momento de esta partícula neutra debe ser obtenido de las tres ecuaciones de conservación del trimomento total por lo que queda solamente una ligadura entre todas las variables: estos son sucesos 1c.

En los canales con varias partículas neutras todas las ecuaciones de conservación son utilizadas para calcular las características cinemáticas del conjunto de partículas neutras: los sucesos son 0c.

Es relativamente frecuente que, debido a los errores inherentes al proceso de medida, los programas de ajuste geométrico y cinemático necesiten utilizar alguna ligadura para reconstruir el suceso: es por esto por lo que podemos encontrar en la DST

sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ clasificados como 2c, por ejemplo. Tendremos en cuenta estos sucesos que han perdido ligaduras al realizar el cálculo de las secciones eficaces, pero no los utilizaremos para el análisis porque suelen causar problemas a la hora de hacer los cálculos.

En la Tabla III.1 aparecen detallados los números de sucesos correspondientes a cada topología clasificados por laboratorios y por número de ligaduras. En principio, el número de sucesos total para cada canal es el siguiente:

$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$	7607 sucesos
$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$	10 335 sucesos

III.2. Características generales de la muestra

Hay una serie de variables que proporcionan información sobre las características generales de la muestra experimental y sobre la existencia de posibles errores sistemáticos. Antes de proceder a un estudio mas detallado canal por canal trataremos de estas distribuciones.

En la Fig. III.1 se representan las coordenadas x, y, z del vértice principal de la interacción para los cuatro canales de interés conjuntamente. En cada una de las distribuciones las líneas de trazos señalan el límite del volumen fiducial INVOL. Las coordenadas y, z (perpendiculares a la dirección del haz) tienen forma de pico, lo que refleja la focalización del haz. No hay sucesos fuera del volumen fiducial por lo que respecta a estas coordenadas y, z, pero no ocurre lo mismo con la x: en los extremos anterior y posterior de la cámara las pérdidas en el escrutinio son tan grandes que es necesario imponer cortes en x para obtener una única distribución exponencial. Dentro del volumen fiducial la coordenada x sí presenta una distribución exponencial, (casi uniforme) lo que indica que no hay pérdidas sistemáticas de sucesos en función de esta longitud.

De nuevo para los sucesos de los cuatro canales juntos la Fig. III.2 muestra las tres componentes y el módulo del momento del haz. El paralelismo de las trazas incidentes del haz se manifiesta en las distribuciones de p_y y p_z que tienen una pequeña dispersión. El valor medio del módulo del momento del haz es 3.92 ± 0.01 Ge

En la figura III.3 aparece la distribución de la longitud de desintegración del K^0 para los sucesos de los canales $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ y $(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$, y por otra parte, la distribución de la longitud de desintegración del Λ^0 para los canales $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$, $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ y $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$. Como era de esperar la forma es la de una exponencial con una gran pérdida de sucesos en la región próxima al vértice principal, donde los V^0 's se confunden con ramas procedentes del vértice. No se han considerado los sucesos cuya desintegración de la partícula extraña ocurre a menos de 0.3 cm de la interacción principal, y se han corregido estas pérdidas pesando los sucesos restantes de la manera que se indicó en II.3.5.

La probabilidad asociada al χ^2 del ajuste cinemático del vértice principal o del vértice de desintegración de la partícula extraña nos proporciona información sobre la calidad de la muestra. Esta probabilidad debe ser uniforme si los errores de medida están bien estimados y si no hay contaminaciones de otros canales. Una probabilidad creciente (o decreciente) nos indica que los errores han sido sobreestimados (o subestimados). Un pico en probabilidades bajas es señal de contaminación. Las Figuras III.4 y 5 nos muestran probabilidades uniformes para los vértices principales, con picos muy pronunciados alrededor del cero debidos a la presencia de otros canales en los sucesos ambiguos. Los vértices secundarios indican una ligera sobreestimación de los errores de medida.

Otro de los métodos para controlar la estimación de los errores es comprobar si los "pulls" de las variables medidas, cuya distribución de errores se supone gaussiana, son distribuciones normales centradas en cero y de anchura unidad.

El "pull" de una variable x se define como:

$$\text{pull}(x) = \frac{x_{\text{medida}} - x_{\text{ajustada}}}{\Delta(x_{\text{medida}} - x_{\text{ajustada}})} = \frac{x_{\text{medida}} - x_{\text{ajustada}}}{\sqrt{\Delta x_{\text{medida}}^2 + \Delta x_{\text{ajustada}}^2}}$$

El desplazamiento del centro de la distribución pull (x) es señal de un error sistemático en la medida de x. Una anchura errónea de la distribución proviene de una mala estimación de los errores estadísticos.

Se han estudiado los pulls de las variables $1/p$, λ y ϕ (inversa del momento y ángulos polar y azimutal de cada traza) para los sucesos de Madrid. Los pulls están centrados en cero pero generalmente presentan una anchura ligeramente superior a la unidad: los errores de medida de las trazas salientes del vértice principal pueden estar ligeramente subestimados. (Figs. III.6, 7, 8, 9).

Por último se han representado (Fig. III.10) las masas de las partículas vistas K^0 y Λ^0 calculadas a partir de las medidas de los momentos de los productos de desintegración. Se obtienen distribuciones estrechas centradas en las masas del K^0 (497.70 MeV) y Λ^0 (1115.60 MeV) respectivamente. Los valores medios y dispersiones de estas distribuciones para cada canal pueden verse sobre las figuras.

III.3. Sucesos ambiguos. Métodos de separación

Como ya hemos indicado, vamos a considerar, de ahora en adelante, solamente los sucesos que no han perdido ligaduras: los 4c del canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ y los 1c de los canales $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$, $(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$ y $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$. Parte de estos sucesos figuran en la DST como sucesos únicos, es decir, sucesos para los que sólo se ha decidido una hipótesis de masa. Hay, sin embargo, un gran porcentaje de sucesos ambiguos con una o varias hipótesis de masa diferentes.

En la tabla III.2 se especifican las hipótesis causantes

de las ambigüedades de mayor importancia. Nótese que una M a continuación del número correspondiente a una hipótesis indica un canal con varias partículas neutras.

En las tablas III.3, III.4, III.5 y III.6 se clasifican los sucesos según sus ambigüedades. No se detallan las ambigüedades entre cuatro o mas hipótesis porque el número de sucesos que a ellas corresponde es demasiado pequeño para hacer ningún estudio y no tienen influencia en los análisis que posteriormente se presentan. Hay ambigüedades dobles y triples que tampoco se detallan por las mismas razones.

A continuación expondremos las características cinemáticas de las ambigüedades mas importantes en orden a decidir un criterio de separación para cada una de ellas. En la época en que se realizó esta parte del trabajo sólo estaban disponibles los sucesos procesados en los laboratorios del CERN y MADRID. Los criterios se obtuvieron sobre esa muestra (que contiene unas tres cuartas partes del número total de sucesos) y luego se comprobaron para el total.

III.3.1. Resolución de ambigüedades para el canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$

Hay dos causas principales de ambigüedad en este canal: la dificultad de saber si la partícula neutra es un π^0 o un γ proveniente de la desintegración $E^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$ (origen de la ambigüedad 105 - 505) y la dificultad de distinguir si la traza cargada positivamente es un K^+ o un π^+ (origen de las ambigüedades 105 - 108 y 105 - 108 M), dificultad ésta última mas grave a momentos altos, pues entonces no se pueden diferenciar K^+ y π^+ en la identificación en base a la distinta ionización de las trazas.

Separación de hipótesis 105 y 108 ($\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0 - \Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$)

Los diagramas dobles "Probabilidad hipótesis 105 frente a Probabilidad hipótesis 108" para los sucesos ambiguos dobles 105-108 del CERN y MADRID por separado, (FIG. III.11 y 12) muestran clarísimas acumulaciones de sucesos en las dos bandas que corres

ponden a bajas probabilidades 108 o 105. Estas acumulaciones se reflejan en las proyecciones del diagrama doble (distribuciones de probabilidad de los sucesos ambiguos tomados como hipótesis 108 o 105) como picos muy marcados en baja probabilidad, picos que delatan una gran contaminación de una hipótesis en otra al romper la teórica isotropía de las distribuciones de probabilidad.

Sin embargo, quedan muchos sucesos ambiguos fuera de estas bandas de baja probabilidad, sucesos que no pueden ser asignados sin análisis previo a una hipótesis u otra. Desarrollaremos aquí un método que nos conducirá a un criterio de selección óptimo y a la vez nos permitirá conocer las contaminaciones y pérdidas de una hipótesis en otra.

Puesto que los momentos están medidos independientemente de la posterior identificación de las trazas, las distintas asignaciones de masa $\pi^+ K^0$ o $K^+ \pi^0$ sólo se reflejan en la energía de las trazas.

- Si tomamos todos nuestros sucesos ambiguos como pertenecientes a la hipótesis 108 y calculamos la energía residual de la reacción tendremos:

$$\underline{108: \Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)} \quad E_{\text{res}} = E_{\pi^-} + m_p - E_{\Lambda^0} - E_{\pi^+} - E_{\pi^-} - E_{K^0}$$

Ahora bien, si los sucesos son verdaderos 108 la distribución de E_{res} estará centrada en cero, pero si los sucesos son 105, la distribución, no centrada en cero, se habrá desplazado un valor Δ , que es, evidentemente:

$$\Delta = \frac{(E_{\text{res}} (\text{como } 108) - E'_{\text{res}} (\text{como } 105))}{\sqrt{(\sqrt{p_+^2 + m_k^2} - \sqrt{p_+^2 + m_{\pi^+}^2} + \sqrt{p_0^2 + m_{\pi^0}^2} - \sqrt{p_0^2 + m_{K^0}^2})^2}}$$

siendo p_+ : momento traza positiva
 p_0 : momento partícula neutra

- Por el contrario, si tomamos los sucesos como pertenecientes a la hipótesis 105, la energía residual será en este caso:

$$\underline{105: \Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0} \quad E'_{res} = E_{\pi^-} + m_p - E_{\Lambda^0} - E_{K^+} - E_{\pi^-} - E_{\pi^0}$$

y estará centrada en cero si los sucesos son verdaderos 105, pero centrada en el valor $-\Delta$ si son sucesos 108.

Resumiendo:

supuesta hipótesis 108 \Rightarrow	verdaderos 108	$\overline{E_{res}}$	= 0
	verdaderos 105	$\overline{E_{res}}$	= Δ
supuesta hipótesis 105 \Rightarrow	verdaderos 105	$\overline{E'_{res}}$	= 0
	verdaderos 108	$\overline{E'_{res}}$	= $-\Delta$

La afirmación que hemos hecho sobre la distribución de E_{res} para los verdaderos sucesos 108 (o 105), supuesta hipótesis 108 (o 105) debe ser justificada cuidadosamente. Del hecho de que esas distribuciones estén verdaderamente centradas en cero dependerá la validez de nuestra separación, como se verá inmediatamente. En principio, la única razón posible para que la distribución no estuviera centrada en cero sería un error sistemático en la medida de los momentos, error que se traduciría por lo tanto en un error sistemático en el valor del momento del haz. Los valores del momento del haz para cada traza incidente se toman como un promedio entre el valor medido y el momento medio del haz para los ángulos de incidencia de esa traza (La razón de ésto es que hay trazas incidentes demasiado cortas para ser medidas con suficiente precisión, y que además existen fenómenos de

scattering múltiple). El que estos errores sistemáticos no son apreciables lo confirma el que las distribuciones de la diferencia entre el momento ajustado del haz y el momento medido están centradas en cero para todas las muestras de sucesos únicos 105, 108 y 10/11. (Fig. III.13).

Continuando con el método de separación: como todos los sucesos ambiguos no son 108, ni todos son 105, las distribuciones de E_{res} no estarán centradas en cero, ni en Δ , sino en un valor intermedio.

Si hacemos la muy razonable hipótesis de que las distribuciones de E_{res} para los verdaderos 108 por una parte, y para los verdaderos 105 por otra, son simétricas (probablemente gaussianas), tendremos que la distribución experimental de E_{res} es la suma de dos distribuciones: una correspondiente a los verdaderos 108 y centrada en cero y otra correspondiente a los verdaderos 105 y centrada en Δ .

Si α es la fracción de sucesos ambiguos que pertenecen verdaderamente a la hipótesis 108, el valor medio \bar{D} de la distribución real de E_{res} será:

$$\bar{D} = \alpha \bar{E}_{res} \text{ (para los verdaderos 108)} + (1-\alpha) \bar{E}_{res} \text{ (para los verdaderos 105)} = \alpha \cdot 0 + (1-\alpha)\Delta = \Delta - \alpha\Delta$$

Se puede hacer también un razonamiento análogo tomando los sucesos como hipótesis 105. El valor medio \bar{D}' de la distribución real E'_{res} tomando los sucesos como si fueran 105 será:

$$\begin{aligned} \bar{D}' &= \alpha \bar{E}'_{res} \text{ (verdaderos 108)} + (1-\alpha) \bar{E}'_{res} \text{ (verdaderos 105)} = \\ &= \alpha(-\Delta) + (1-\alpha) \cdot 0 = -\Delta\alpha \end{aligned}$$

siendo α : fracción de verdaderos sucesos 108.

Tenemos pues:

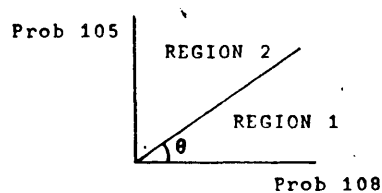
$$\begin{aligned} \bar{D} &= \Delta - \alpha\Delta \\ \bar{D}' &= -\Delta\alpha \end{aligned}$$

Los valores \bar{D} , \bar{D}' y Δ vienen dados por los valores medios de las distribuciones experimentales correspondientes, que incluyen todos los sucesos ambiguos. Para estos valores experimentales puede comprobarse la relación $\bar{D} - \bar{D}' = \Delta$ y a partir de ellos se puede obtener la fracción α de verdaderos sucesos 108, sin mas que despejar:

$$\alpha = \frac{\bar{D}'}{-\Delta} = \frac{\bar{D} - \Delta}{-\Delta}$$

FRACCION DE SUCESOS HIPOTESIS 108

Este método nos permite conocer la fracción de sucesos de cada hipótesis para cualquier región del diagrama doble Prob. 108 frente a Prob. 105. En particular, se puede utilizar en las distintas regiones obtenidas a partir de las rectas que pasan por el origen y forman un ángulo θ con el eje Prob 108:



Puesto que obtenemos así la función $\alpha(\theta)$, al asignar a la hipótesis 108 todos los sucesos de la región 1 y a la hipótesis 105 todos los sucesos de la región 2, conocemos, para cualquier ángulo θ :

- la contaminación de sucesos 105 en la región 1. (viene dada por $1-\alpha$)
- la contaminación de sucesos 108 en la región 2. (viene dada por α en esa región).

A la vista de todo lo anterior debemos encontrar un ángulo θ que nos proporcione una separación óptima. Este ángulo θ debe ser tal que cumpla, lo mejor posible, las dos condiciones siguientes:

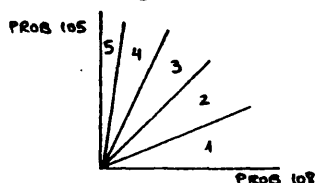
- la probabilidad (o fracción α_2) de encontrar un suceso 108 en la región 2 sea mínima.
- la probabilidad (fracción α_1) de encontrar un suceso 108 en la región 1 sea máxima.

Un criterio apropiado que unifica ambas condiciones es imponer que la diferencia $\alpha_1 - \alpha_2$ sea máxima.

El método que acabamos de describir ha sido utilizado por separado para las muestras de sucesos ambiguos 105 - 108 del CERN y de MADRID, pero se ha decidido un criterio de separación común.

En ambos casos se han calculado las fracciones α de sucesos 108 para las distintas regiones de probabilidad comprendidas entre el eje de Prob 108 y la recta que forma con este eje un ángulo θ igual sucesivamente a 9° , 18° , 27° , 36° , 45° , 54° , 63° , 72° , 81° y 90° . Se han representado gráficamente la fracción de sucesos 108, el número de sucesos total y el número de sucesos 108 en cada una de estas regiones dependientes de θ en la figura III.14. Una representación paralela se ha hecho también para estudiar el comportamiento de la fracción de sucesos 105 respecto al mismo ángulo θ . (FIG. III.14).

En la figura III.15 se representa el número de sucesos 108 y 105 en cada una de las cinco regiones disjuntas de abertura 18° en que se ha dividido el diagrama "Prob 105 frente a Prob 108".



La estadística menor de MADRID solo ha permitido hacer tres regiones.

Estas gráficas permiten comprobar que se puede realizar una buena separación eligiendo el ángulo θ adecuado porque los sucesos 105 y 108 se acumulan en ángulos opuestos.

La decisión se ha tomado a la vista de las figuras en las que se representa $\alpha_1 - \alpha_2$ en función de θ (FIG. III.15). Nótese que el máximo de la curva es mas pronunciado para los sucesos de Madrid que para los del CERN, lo que es consecuencia de la menor densidad de sucesos en la zona central del diagrama Prob 105 - Prob 108 para la muestra de Madrid. Trazando a mano las curvas de ajuste a los puntos $\alpha_1 - \alpha_2$ se ha elegido 37° como máximo común para los dos laboratorios.

Asignando a la hipótesis 108 los sucesos con:

$$\text{Prob 105} < \text{tg } 37^\circ \cdot \text{Prob 108}$$

y asignando a la hipótesis 105 los sucesos con:

$$\text{Prob 105} > \text{tg } 37^\circ \cdot \text{Prob 108}$$

obtenemos muestras con las siguientes contaminaciones y pérdidas:

<u>MUESTRA DEL CERN</u> : 779 sucesos ambiguos 105 - 108		
con el corte en 37° obtenemos:		
REGION 1 : $85\% \pm 7\%$ sucesos 108 ; $15\% \pm 7\%$ suc. 105		
REGION 2 : $85\% \pm 6\%$ sucesos 105 ; $15\% \pm 5\%$ suc. 108		
que en número de sucesos son:		
<u>309 sucesos asignados a la hip. 108</u>	{ contaminación de 105: 45 ± 20	
	{ pérdidas: 70 ± 30	
<u>470 sucesos asignados a la hip. 105</u>	{ contaminación 108: 70 ± 30	
	{ pérdidas: 45 ± 20	

MUESTRA DE MADRID : 265 sucesos ambiguos 105 - 108

con el corte en 37° obtenemos:

REGION 1 : 100% \pm 11% suc. 108 ; 0% \pm 11% suc. 105

REGION 2 : 87% \pm 13% suc. 105 ; 13% \pm 13% suc. 108

que en número de sucesos son:

<u>103 sucesos asignados a la hip. 108</u>	{	contaminación 105:	0 \pm 11
		pérdidas	21 \pm 21
<u>162 sucesos asignados a la hip. 105</u>	{	contaminación 108:	21 \pm 21
		pérdidas:	0 \pm 11

Utilizando este mismo criterio de separación y los porcentajes de contaminación y pérdidas del CERN para las muestras de París y Estocolmo se obtiene:

MUESTRA DE PARIS : 262 suc. amb. 105 - 108

<u>101 sucesos asignados a la hip. 108</u>	{	cont. :	15 \pm 7
		pérdidas:	24 \pm 10

<u>161 sucesos asignados a la hip. 105</u>	{	cont. :	24 \pm 10
		pérdidas:	15 \pm 7

MUESTRA DE ESTOCOLMO : 132 suc. amb. 105 - 108

<u>58 suc. asignados a la hip. 108</u>	{	cont.:	9 \pm 4
		pérdidas:	11 \pm 5

<u>74 suc. asignados a la hip. 105</u>	{	cont.:	11 \pm 5
		pérdidas:	9 \pm 4

Los resultados para todos los laboratorios juntos son por tanto:

. 867 suc. 105 con una contaminación de 126 ± 38 sucesos
 108 y unas pérdidas en la hipótesis 108 de 69 ± 24 sucesos.
 . 571 sucesos 108 con una contaminación de 69 ± 24 sucesos
 105 y unas pérdidas en la hipótesis 105 de 126 ± 38 sucesos.

Separación de hipótesis 105 y 505 ($\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$ - $\Sigma^0 K^+ \pi^-$)

Ya dijimos que la ambigüedad entre las hipótesis 105 ($\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$) y 505 ($\Sigma^0 K^+ \pi^-$) proviene de la dificultad de resolver si la partícula neutra de la reacción es un π^0 o el γ resultado de la desintegración $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$. Las distribuciones del cuadrado de la masa residual M_{res}^2 (al sistema $\Lambda^0 K^+ \pi^-$), que están centradas en el cuadrado de la masa del π^0 para los sucesos únicos 105, parecen estar desplazadas hacia el cero (masa del γ) para los sucesos ambiguos 105 - 505. (FIG. III.16). Pero la proximidad de estas dos masas ($M^2(\pi^0) = .0182 \text{ GeV}^2$, $M^2(\gamma) = 0$) no nos permite resolver la ambigüedad a la vista de estas distribuciones. Todo lo más podemos intuir que la mayoría de los sucesos ambiguos 105-505 pertenecerán a esta última hipótesis puesto que la M_{res}^2 está mas cercana al cero que al valor $M^2(\pi^0) = .018 \text{ GeV}^2$.

Las mismas conclusiones se extraen de los diagramas dobles "Energía residual frente a momento residual" ("residual" se refiere siempre a lo que resta al sistema $\Lambda^0 K^+ \pi^-$). (FIG. III.17 y 18). Los sucesos únicos 105 se acumulan sobre la parábola $E_{res} = \sqrt{p_{res}^2 + m_{\pi^0}^2}$, mientras que los sucesos ambiguos se acumulan en su gran mayoría sobre la recta $E_{res} = p_{res}$, que corresponde a una masa residual nula (sucesos 505); aunque un cierto número de ellos aparece también sobre la curva correspondiente al π^0 : $E_{res} = \sqrt{p_{res}^2 + m_{\pi^0}^2}$ (sucesos 105). Y como estas dos curvas están muy próximas, estos diagramas dobles no nos permiten tampoco hacer la separación.

Un problema del que trataremos más adelante es la existen-

cia de una extraña acumulación de sucesos que aparecen en el diagrama doble $E_{res} - P_{res}$ para los sucesos ambiguos de Madrid. Analizaremos después estos sucesos que están situados fuera de las curvas del π^0 y del γ , y que por tanto no pertenecen ni a la hipótesis 105 ni a la 505. (FIG. III.18).

Consideremos ahora las distribuciones de masa residual al cuadrado (M_{res}^2) frente al cuadrado de la masa efectiva que retrocede al sistema $K^+\pi^-$ ($M_r^2(K^+\pi^-)$).

En el caso de los sucesos únicos 105 aparece una gran acumulación cuya proyección en el eje M_{res}^2 está centrada en la masa del π^0 y cuya proyección en el eje $M_r^2(K^+\pi^-)$ tiene la forma del $Y^*(1385)$ que se desintegra en $\Lambda^0\pi^0$. (FIG. III.19 y 20).

Para los sucesos ambiguos la proyección en M_{res}^2 , como ya hemos dicho, está básicamente centrada en cero. La proyección en $M_r^2(K^+\pi^-)$ muestra un pico en la región del $\Sigma^0(1192)$ (que se desintegra en $\Lambda^0\gamma$) y una "cola" de sucesos que alcanza a la región del $Y^*(1385)$ y que son los posibles sucesos 105. (FIG. III.21 y 22).

Las distribuciones para los sucesos únicos 105 y los ambiguos 105 - 505 conjuntamente permite ver la clara separación entre los picos del Σ^0 y del Y^* . (FIG. III. 23 y 24).

Separaremos las hipótesis sobre el histograma de $M_r^2(K^+\pi^-)$ que contiene los sucesos únicos 105, los sucesos únicos 505 y los ambiguos 105 - 505. (FIG. III.25).

Para ello ajustamos esta distribución experimental a la siguiente curva normalizada al número de sucesos:

$$\begin{aligned} & \alpha_{\Sigma^0} \cdot Bw(m_r^2(K^+\pi^-), M^2(\Sigma^0), \Gamma(\Sigma^0)) + \\ & + \alpha_{Y^*} \cdot Bw(m_r^2(K^+\pi^-), M^2(Y^*), \Gamma(Y^*)) + \\ & + (1 - \alpha_{\Sigma^0} - \alpha_{Y^*}) \cdot [a(m_r^2(K^+\pi^-) - m_u^2) + b(m_r^2(K^+\pi^-) - m_u^2)^2] \end{aligned}$$

siendo:

$$\left\{ \begin{array}{ll} m_r^2(K^+\pi^-) : & \text{cuadrado de la masa efectiva que retrocede al} \\ & \text{sistema } K^+\pi^-. \\ \alpha_{\Sigma^0} & : \text{fracción de sucesos 505 } (\Sigma^0 K^+\pi^-) \\ \alpha_{Y^*} & : \text{fracción de sucesos } Y^* \text{ (sucesos 105 resonantes:} \\ & \quad Y^* \rightarrow \Lambda^0 \pi^0) \\ (1-\alpha_{\Sigma^0}-\alpha_{Y^*}) & : \text{fracción de sucesos 105 no resonantes.} \\ m_u & : \text{masa umbral del } Y^* \text{ (suma de las masas del } \Lambda^0 \text{ y} \\ & \quad \pi^0) \end{array} \right.$$

- El primer término describe la distribución de sucesos 505 como una Breit-Wigner centrada en la masa del Σ^0 y de anchura $\Gamma(\Sigma^0)$.

- El segundo término y el tercero parametrizan la distribución de sucesos 105 como suma de dos contribuciones:

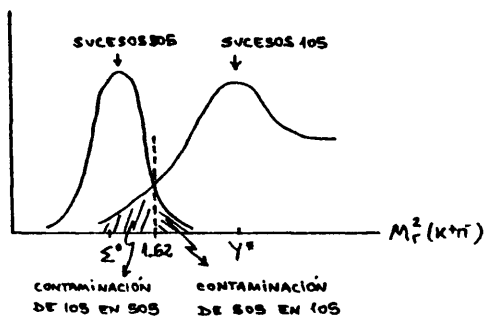
. sucesos resonantes Y^* , descritos por una Breit-Wigner centrada en la masa del $Y^*(1385)$ y con una anchura $\Gamma(Y^*)$.

. fondo polinómico de segundo grado, que se anula en la masa umbral del sistema $\Lambda\pi$.

Se ha ajustado esta distribución a las muestras de MADRID y CERN por separado dejando como parámetros libres en el ajuste α_{Σ^0} , α_{Y^*} , $M^2(\Sigma^0)$, $\Gamma(\Sigma^0)$, $\Gamma(Y^*)$, a y b (FIG. III.25). El mínimo, común a los dos laboratorios, que separa los dos picos correspondientes al Σ^0 y al Y^* es: $M_r^2(K^+\pi^-) = 1.62 \text{ GeV}^2$. El criterio de separación para los sucesos ambiguos es, entonces, el siguiente:

- . Se asignan a la hipótesis 105 los sucesos ambiguos con $M_r^2(K^+\pi^-) > 1.62 \text{ GeV}^2$.
- . Se asignan a la hipótesis 505 los sucesos ambiguos con $M_r^2(K^+\pi^-) < 1.62 \text{ GeV}^2$.

Este método nos permite además dar una cota superior a la contaminación de una hipótesis en otra. Basta para ello calcular el área de la parte de la Breit-Wigner del Σ^0 que está a la derecha del punto de corte 1.62 GeV^2 , y el área de la parte de curva (Breit-Wigner + fondo) que describe el Υ^* y que está a la izquierda del corte:



La cota superior de contaminación de los 105 en los 505 que obtenemos así es realista. No sucede lo mismo con la cota para la contaminación de los 505 en los 105: resulta demasiado elevada por la dificultad de describir de una manera adecuada la cola de la distribución de los Σ^0 . Es muy complicado tener en cuenta los efectos de resolución y aunque globalmente nuestra descripción de la distribución es buena, la cola de la Breit-Wigner del Σ^0 sobreestima en muy alto grado la contaminación de Σ^0 en los π^0 . (Una gaussiana, por ejemplo, describe mejor la cola pero mucho peor el pico).

Con estos criterios, la separación de los ambiguos 105 - 505 queda de la siguiente manera:

<p>MUESTRA DEL CERN: 387 ambiguos 105 - 505</p> <p>30 sucesos asignados a la hip. 105</p> <p>357 sucesos asignados a la hip. 505</p>
--

MUESTRA DE MADRID: 129 suc. ambiguos 105 - 505

4 suc. hip. 105

102 suc. hip. 505

27 suc. que no pertenecen ni a 105 ni a 505

COTAS SUPERIORES DE CONTAMINACION Y PERDIDAS:

contaminación de 505 en 105 < 3% (176 sucesos)

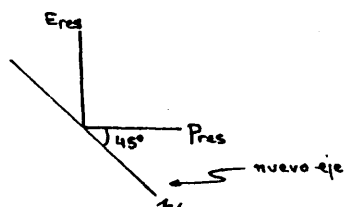
pérdidas de 105 en 505 < 1,6% (94 sucesos)

En relación con la ambigüedad 105 - 505 vamos a tratar, por último de la extraña categoría de sucesos encontrados en el diagrama $E_{res} - P_{res}$ para los sucesos ambiguos de MADRID. (FIG. III.18).

Estos sucesos forman una acumulación totalmente independiente de los sucesos 105 y 505 (que ya dijimos que están sobre las curvas $E_{res} = p_{res}^2 + m_{\pi^0}^2$ y $E_{res} = P_{res}$) y se encuentran en una región de P_{res} relativamente bajo y E_{res} negativa y próxima a cero.

Pueden verse también en el diagrama $M_{res}^2 - M_r^2 (K^+ \pi^-)$ como una acumulación en la región de M_{res}^2 negativa y próxima a cero y $M_r^2 (K^+ \pi^-)$ mas baja que la correspondiente a los sucesos 505. (FIG. III.22).

La separación de estos sucesos la haremos proyectando el diagrama $E_{res} - P_{res}$ sobre un eje perpendicular a la diagonal $E_{res} = P_{res}$:



Este nuevo eje corresponde a la variable:

$$M' = P_{res} \cos 45^\circ - E_{res} \sin 45^\circ$$

La distribución de sucesos ambiguos en función de esta variable presenta dos picos claramente diferenciados: el que contiene los sucesos 105 y 505 y el de los sucesos que estamos estudiando. (FIG. III.26).

Separamos estos sucesos mediante un corte en el valor de la variable M' igual a 0.052.

Estos 23 sucesos presentan las características siguientes: (FIG. III.26)

- . Son todos sucesos 1c.
- . Su probabilidad como hip. 105 es baja en general, aunque con un valor medio del $\sim 12\%$.
- . Su probabilidad como hip. 505 es también baja, con un valor medio del $\sim 37\%$.
- . El error en la medida del cuadrado de la masa residual es mayor que para el resto de los sucesos únicos y ambiguos 105-505 (valor medio .026).
- . Suponiéndolos sucesos 505 y calculando el coseno del ángulo que forman el momento del γ con el momento del E^0 en el sistema centro de masas del E^0 se obtiene una distribución bastante isotropa. (Si se tratase, por ejemplo, de sucesos $4c \Lambda^0 K^+ \pi^-$ que hubiesen perdido ligaduras, sería de esperar que la distribución del coseno estuviese picada hacia adelante, pero esto no ocurre).

Una posibilidad es que estos sucesos provengan de contaminación de K^- en el haz de π^- y sean por tanto sucesos:

$$K^- p \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^-$$

en lugar de:

$$\pi^- p \rightarrow \begin{cases} \Lambda^0 K^+ \pi^- \\ \Lambda^0 K^+ \pi^- \gamma \\ \Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0 \\ \dots \end{cases}$$

Si suponemos que la partícula incidente del haz es un K^- y que la traza positiva es un π^+ , obtenemos: (FIG. III.27)

. El cuadrado de la masa residual (al sistema $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$) está centrado en cero.

. Las componentes P_y y P_z del momento residual están centradas en cero, pero el momento residual en la dirección x está ligeramente desplazado hacia valores negativos (valor medio $\bar{P}_x = -.055 \pm .016$ GeV).

Podemos, pues, inclinarnos a pensar que estos sucesos provienen de contaminación de K^- en el haz. Haría falta un análisis mas detallado para verificarlo. No obstante podemos excluirlos de nuestro análisis por no tratarse de sucesos 105, que son los que vamos a utilizar.

Separación de hipótesis 105 y 108M ($\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0 - \Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ (neutros))

El comportamiento, relativamente suave, de las distribuciones de masa residual al cuadrado para los sucesos únicos 108M de Madrid y del CERN (FIG. III.28) no parece indicar que una apreciable cantidad de sucesos 108M haya podido pasar a la categoría de ambiguos.

Un suceso 108M ($\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ (neutros)) puede dar ajuste a la hipótesis 105 ($\Lambda K^+ \pi^- \pi^0$) si la masa residual que se obtiene al

considerar la traza positiva como un K^+ , en lugar de como un π^+ , está en un entorno de la masa del π^0 . Resulta lógico, entonces, que los sucesos 108M para los que sucede esto, se hayan dejado, en general, como ambiguos.

Y, en efecto, al estudiar la estructura de la distribución de masa residual al cuadrado para los sucesos 108M, pero calculando la M_{res}^2 como si la partícula positiva fuese un K^+ , vemos que aparece un pequeño "hueco" centrado en la masa del π^0 , lo que nos indica que una parte de los ambiguos 105 - 108M son sucesos 108M. (FIG. III.28).

Para calcular este número de sucesos 108M presentes en los ambiguos se ha ajustado la distribución anterior mediante un polinomio de tercer grado. No se ha tenido en cuenta en el ajuste la región del π^0 (FIG. III.28). El número de sucesos 108M perdidos viene dado por la diferencia entre el número de sucesos predichos por el polinomio ajustado y el número de sucesos experimentales en la región del π^0 .

Obtenemos así, para los sucesos del CERN y MADRID conjuntamente, que 41 sucesos 108M han pasado a los ambiguos 108M - 105, lo que quiere decir que el $41/226 \approx 18\%$ de los sucesos ambiguos 105 - 108M es contaminación de 108M.

Una vez calculado el porcentaje de contaminación, el problema es separar los sucesos, siendo imposible en este caso encontrar una separación basada en comportamientos cinemáticos debido a que las masas residuales (como 105 o como 108M) son compatibles con ambas hipótesis, como ya hemos visto. Todo lo que podemos hacer es asignar todos los ambiguos a la hipótesis 105, teniendo en cuenta que introducimos una contaminación de 108M cuyo porcentaje conocemos. 18% de los 301 sucesos ambiguos, es decir: 54 sucesos.

Separación de hipótesis 105 - 105M y 105 - 108 - 105M para la muestra de Madrid

Un suceso $\Lambda^0 K^+ \pi^-$ (neutros) (105M) que además de dar ajuste como 105M dé ajuste como 105 ($\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$) es, en realidad, un suceso perteneciente a esta última hipótesis: la ambigüedad 105 - 105M carece de sentido. Los sucesos ambiguos 105 - 105M han sido asignados todos a la hipótesis 105, después de comprobar que su distribución de probabilidad era isótropa. (FIG. III.29)

Teniendo en cuenta lo anterior, los sucesos ambiguos triples 105 - 108 - 105M deben ser considerados como ambiguos dobles 105 - 108. Para separarlos se utiliza el criterio ya estudiado:

$$\begin{aligned} \text{HIP 108} &: \text{Prob 105} < \text{tg } 37^\circ \times \text{Prob 108} \\ \text{HIP 105} &: \text{Prob 105} > \text{tg } 37^\circ \times \text{Prob 105} \end{aligned}$$

lo que da como resultado:

$$\begin{aligned} 32 \text{ sucesos asignados a la hip. 108} & \begin{cases} \text{cont. en 105: } 6 \pm 2 \\ \text{perd. en 105: } 11 \pm 3 \end{cases} \\ 73 \text{ sucesos asignados a la hip. 105} & \begin{cases} \text{cont. en 108: } 11 \pm 3 \\ \text{perd. en 108: } 6 \pm 2 \end{cases} \end{aligned}$$

La muestra final seleccionada del canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$ se especifica en la Tabla III.7.

III.3.2. Resolución de ambigüedades del canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$

Al ser éste un canal en el que todas las partículas son vistas, existen cuatro ligaduras entre las variables cinemáticas (sucesos 4c) que dejan muy poco margen para cualquier ambigüedad. El 80% de los sucesos son únicos, y la única ambigüedad importante es causada por la posibilidad de que el Λ^0 provenga de la desintegración de un $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$. (ambiguos 10/11 - 510/511).

Hay, en efecto, un pequeño porcentaje de ambiguos que pertenece a la hipótesis 510/511 y que aparece en el diagrama doble

Probabilidad 10/11 frente a probabilidad 510/511 como una acumulación de sucesos a lo largo del eje Prob 510/511 con Prob 10/11 muy baja. (FIG. III.30) Estos sucesos se han eliminado mediante el siguiente corte en probabilidad:

sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$:	Prob 10/11 > .01
sucesos $\Sigma^0 \pi^+ \pi^- K^0$:	Prob 10/11 < .01

La muestra $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ seleccionada se detalla en la tabla III.8.

III.3.3. Resolución de ambigüedades del canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$

En principio, a la vista del número y tipos de los sucesos ambiguos (Tabla III.5), parece éste un canal poco problemático. La ambigüedad 108-105 ha sido la resuelta al tratar del canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$. Sin embargo, la observación de algunas distribuciones para la muestra que contiene los sucesos únicos, los ambiguos 108-105 asignados a la 108 y todos los ambiguos 108-105M (4592 sucesos) nos revelará la existencia de una grave contaminación.

La distribución que nos hace intuir que hay una gran contaminación de otros sucesos en el canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ es el diagrama doble E_{res} frente a P_{res} (energía residual frente al momento residual ambos correspondientes al K^0 no visto) (FIG. III.31). Si comparamos las proyecciones de esta distribución con las correspondientes para los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ (FIG. III.32), que deben tener la misma forma, vemos que aparece un pico para energías y momentos bajos, que no se presenta en los $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$. Este pico resulta clarísimo en los sucesos únicos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ y sólo puede provenir de una contaminación importante por otro tipo de sucesos.

Los canales que pueden haber introducido una contaminación

en los $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ podrían ser:

$$a) \Lambda^0 \pi^+ \pi^- \text{ (neutros)} \begin{cases} \Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0 \pi^0) \\ \Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0 \gamma) \end{cases}$$

$$b) \Lambda^0 K^+ \pi^- (x) \begin{cases} x = \text{nada} \\ x = \pi^0 \\ x = \text{varios } \pi^0 \\ x = \pi^0 \gamma \end{cases}$$

Vamos a analizar cada una de estas posibilidades de contaminación por separado.

a) $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ (neutros)

Descartamos esta posibilidad a la vista de los diagramas dobles $E_{\text{res}} - P_{\text{res}}$ (energía y momento residual correspondientes a las partículas neutras no vistas) y de la distribución de masa residual. Si los comparamos con los correspondientes al canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ vemos que hay una clara separación (FIG. III.33): los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ (neutros) quedan por encima de la curva correspondiente al K^0 en el diagrama $E_{\text{res}} - P_{\text{res}}$ y por encima de la masa del K^0 en el histograma de masa residual.

b) $\Lambda^0 K^+ \pi^- (x)$

Otra posibilidad que hay que considerar es una mala identificación: la traza positiva puede haber sido identificada erróneamente como un π^+ cuando en realidad se trata de un K^+ . Esta mala identificación provoca contaminación de sucesos del tipo $\Lambda^0 K^+ \pi^- (x)$, pudiendo ser x uno o varios π^0 's, o $\pi^0 \gamma$, o nada.

El diagrama doble $E_{\text{res}} - P_{\text{res}}$ (FIG. III.34) (energía residual frente a momento residual correspondientes a x calculados como si la traza positiva fuese un K^+) nos proporciona una primera información: descartamos inmediatamente una contaminación por el canal $\Lambda^0 K^+ \pi^-$ porque no hay sucesos en el origen. Tampoco parece haber contaminación por sucesos $\Lambda^0 K^+ \pi^-$ (varios π^0), porque la existencia de π^0 's se manifiesta en las distribuciones de E_{res} y P_{res} como una distribución suave, y no es ese el caso.

En cuanto a la presencia de sucesos $\Lambda^0 K^+ \pi^- (\pi^0)$, los presentes en los ambiguos dobles 108-105 han sido separados con el método explicado en III.3.1, y no es lógico hallar sucesos de éstos en los únicos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$. (El hecho de que sean únicos significa que no han dado ajuste como otra hipótesis).

Es clara, sin embargo, la gran contaminación que hay presente en los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ y que se manifiesta de nuevo en forma de un pico importante en las proyecciones E_{res} y P_{res} de las que estamos hablando.

Vamos a estudiar pues detalladamente la posibilidad de que este pico provenga del canal $\Sigma^0 K^+ \pi^- \pi^0$.

$\hookrightarrow \Lambda^0 \gamma$

En primer lugar, comparamos la distribución del cuadrado de la masa residual (masa residual después de quitar $\Lambda^0 K^+ \pi^-$) para los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ con la correspondiente a los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$. Si trazamos una curva suave sobre esta última y llevamos esta misma curva, adecuadamente normalizada, sobre los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ (FIG. III.35), vemos que aparece en éstos un gran pico, relativamente ancho, centrado alrededor de los 0.10 GeV^2 , valor razonable para una masa residual que corresponda a un π^0 y a un γ poco energético. Una estimación aproximada de la contaminación se obtiene contando el número de sucesos del pico por encima de la curva: unos 900 sucesos.

La mala identificación de K^+ por π^+ se manifiesta también en las distribuciones de masa efectiva $K^+ \pi^-$ y Λ^0 (masa residual) (en estas distribuciones nos hemos restringido a sucesos con masa residual al cuadrado, respecto al sistema $\Lambda^0 K^+ \pi^-$, positiva). La presencia clara de $K^*(890) \rightarrow K^+ \pi^-$ en la primera distribución confirma la existencia de K^+ (FIG. III.36). En la segunda distribución aparecen señales de $\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^0 \pi^0$ y $\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma^0 \pi^0$ mucho menos significativas. (FIG. III.36).

A la vista de la distribución de masa residual al cuadrado para los sucesos únicos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ (FIG. III.37) podemos estimar

que, de la contaminación aproximada de 900 sucesos, unos 200 sucesos se encuentran entre los únicos. Los casi ochocientos sucesos contaminando los ambiguos nos obligan a estudiar cuidadosamente la ambigüedad 108-105M y a revisar si la separación 108-105 fue correctamente hecha.

Consideremos primeramente los sucesos únicos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$. En el diagrama doble $P_+^2 - M_{res}^2$ (FIG. III.38) (cuadrado del momento de la traza positiva frente al cuadrado de la masa residual al sistema $\Lambda^0 K^+ \pi^-$) el pico de sucesos contaminantes está claramente localizado a partir de una masa residual $M_{res}^2 > 0.04 \text{ GeV}^2$. A estos sucesos les corresponde, en general, un momento P_+ bastante alto: entre los aproximadamente 286 sucesos con $P_+ > 750 \text{ MeV}$ y $M_{res}^2 > 0.04 \text{ GeV}^2$ están los sucesos contaminantes $\Sigma^0 K^+ \pi^- \pi^0$.

No es extraño que la contaminación corresponda a P_+ alto: es precisamente, para momentos grandes de la traza positiva cuando no se puede distinguir en la identificación entre un π^+ y un K^+ (la ionización es muy semejante para ambas partículas). Obsérvese que la casi totalidad de los ambiguos tienen $P_+ > 750 \text{ MeV}$. (FIG. III.39).

Caracterizar los sucesos $\Sigma^0 K^+ \pi^- \pi^0$ no es fácil, pues se trata de un canal con dos partículas neutras no vistas (π^0 y γ) sobre las que no tenemos información experimental por separado. Hay una única manera de acotar cinemáticamente al máximo estos sucesos y vamos a describirla a continuación.

Consideremos los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ como si fueran $\Lambda^0 K^+ \pi^- (M_{res})$ y situémonos en el sistema centro de masas de la masa residual M_{res} . En este sistema, y suponiendo que la M_{res} corresponde a un π^0 y a un γ , los módulos de los momentos de π^0 y γ se obtienen de la relación:

$$P_\gamma = P_{\pi^0} = \frac{M_{res}^2 - m_{\pi^0}^2}{2M_{res}}$$

(Nótese que no hay manera de obtener información sobre las direcciones de estos momentos conocida únicamente la masa residual).

La condición para que un suceso sea $\Sigma^0 K^+ \pi^- \pi^0$ es que la masa efectiva del sistema $\Lambda^0 \gamma$ sea la del Σ^0 :

$$M(\Lambda\gamma) = m_{\Sigma^0}$$

o, lo que es lo mismo, desarrollando $M(\Lambda\gamma)$ en el sistema centro de masas de la M_{res} :

$$P_Y(E_\Lambda - P_\Lambda \cos\theta) = \frac{m_{\Sigma^0}^2 - m_{\Lambda^0}^2}{2}$$

siendo: $\left\{ \begin{array}{l} P_Y: \text{momento del } \gamma \text{ en el c.m. de la } M_{res} \\ P_\Lambda: \text{momento del } \Lambda^0 \text{ en el c.m. de la } M_{res} \\ E_\Lambda: \text{energía del } \Lambda^0 \text{ en el mismo sistema} \\ \cos\theta: \text{coseno del ángulo que forman los momentos del } \Lambda^0 \\ \text{y del } \gamma \text{ en el c.m. de la } M_{res}. \end{array} \right.$

La condición anterior se cumple para aquellos sucesos que conduzcan a un valor del $\cos\theta$ entre 1 y -1, es decir:

$$-1 < \cos\theta < 1 \Rightarrow -1 < \frac{2P_Y E_\Lambda - m_{\Sigma^0}^2 + m_{\Lambda^0}^2}{2P_Y P_\Lambda} < 1$$

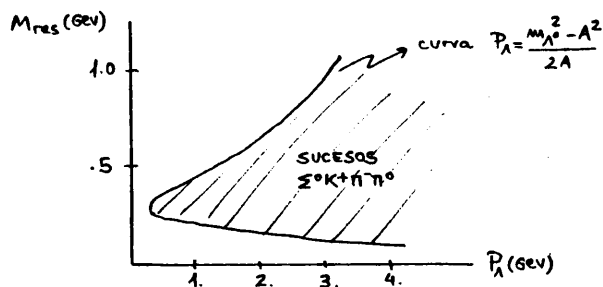
o, lo que es lo mismo, transformando la condición:

$$-1 < \frac{E_\Lambda - A}{P_\Lambda} < 1 \quad \text{siendo} \quad A = \frac{m_{\Sigma^0}^2 - m_{\Lambda^0}^2}{2P_Y} = \frac{m_{\Sigma^0}^2 - m_{\Lambda^0}^2}{M_{res}^2 - m_{\pi^0}^2} \cdot M_{res}$$

$$\left(\frac{E_\Lambda - A}{P_\Lambda}\right)^2 \leq 1 \Rightarrow E_\Lambda \geq \frac{m_{\Lambda^0}^2 + A^2}{2A} \Rightarrow P_\Lambda^2 + m_{\Lambda^0}^2 \geq \left(\frac{m_{\Lambda^0}^2 + A^2}{2A}\right)^2 \Rightarrow$$

$$P_\Lambda \geq \frac{m_{\Lambda^0}^2 - A^2}{2A}$$

En resumen, todos los candidatos a sucesos $\Sigma^0 K^+ \pi^- \pi^0$ deben cumplir la condición anterior, lo que graficamente significa que deben estar en la zona rayada de la siguiente figura:



Esta condición nos va a permitir hacer una estimación bastante exacta del número de sucesos $\Sigma^0 K^+ \pi^- \pi^0$ que contaminan nuestra muestra y además intentar una separación de estos sucesos con el mínimo posible de pérdidas.

Consideramos todos los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ cuya M_{res} (respecto a $\Lambda^0 K^+ \pi^-$) es positiva. Entre estos sucesos se encuentran los sucesos contaminantes $\Sigma^0 K^+ \pi^- \pi^0$. Sabemos además que la contaminación está en la zona del diagrama $M_{res} - P_A$ que verifica $P_A > \frac{m_{\Lambda^0}^2 - A^2}{2A}$. Si comparamos la fracción de sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ con $M_{res} > 0$ que hay en esta zona con la fracción correspondiente para los $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ veremos que es mucho mayor en este último caso. La diferencia entre las fracciones nos da el porcentaje de contaminación, puesto que no hay razón alguna para que haya diferencias de comportamiento en esta región para los canales $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ y $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$.

De las figuras III.40 sobre las que se ha dibujado la curva $P_A = \frac{m_{\Lambda^0}^2 - A^2}{2A}$ obtenemos los siguientes datos:

$$\begin{aligned} \text{sucesos } \Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0 \text{ con } M_{\text{res}}^2 > 0 \text{ y } P_{\Lambda} > \frac{m_{\Lambda^0}^2 - A^2}{2A} &= 275 \pm 17 \\ \text{sucesos } \Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0) \text{ con } M_{\text{res}}^2 > 0 \text{ y } P_{\Lambda} > \frac{m_{\Lambda^0}^2 - A^2}{2A} &= 1700 \pm 41 \\ \text{que son: } \frac{275}{1200} &= 23\% \pm 1\% \text{ de los sucesos } \Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0 \\ \frac{1700}{4560} &= 37\% \pm 1\% \text{ de los sucesos } \Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0) \end{aligned}$$

Hay, pues, un $37\% - 23\% = 14\% \pm 1\%$ o 638 ± 64 sucesos en los $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ que son en realidad sucesos $\Sigma^0 K^+ \pi^- K^0$.

Tratando de separar estas dos clases de sucesos vamos a calcular los mismos porcentajes para los sucesos con $M_{\text{res}}^2 > 0.04 \text{ GeV}^2$, $P_{\Lambda} > 750 \text{ MeV}$ y en la región $P_{\Lambda} > \frac{m_{\Lambda^0}^2 - A^2}{2A}$ (FIG. III.41) entre los que están, según hemos visto, prácticamente todos los sucesos $\Sigma^0 K^+ \pi^- K^0$.

Con estas tres restricciones cinemáticas tenemos:

$$\begin{aligned} \text{sucesos } \Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0 &= 201 \text{ es decir } \frac{201}{1200} = 16,4\% \pm 1\% \\ \text{sucesos } \Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0) &= 1288 \text{ es decir } \frac{1288}{4560} = 28,2\% \pm 1\% \end{aligned}$$

(NOTA: 1200 y 4560 son los n^os de sucesos seleccionados en las hipótesis 10/11 y 108 respectivamente, y cuyo peso es menor que 2. Ver apartado III.4).

El $28,2\% - 16,4\% = 11,8 \pm 1\%$ de los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$, es decir, 538 ± 60 sucesos son contaminación de $\Sigma^0 K^+ \pi^- K^0$.

Vemos entonces, que casi todos los sucesos contaminantes están en esta región. Pero quedan aún en ella demasiados sucesos

buenos: unos 750, es decir, el $\frac{750}{4560 - 538} = 18,6\%$ de los verdaderos sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$.

El último intento hecho para separar cinemáticamente los sucesos $\Lambda^0 K^+ \pi^-$ ha sido obtener de nuevo las distribuciones de masa residual y de momento residual frente a energía residual (calculadas respecto a $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$) para los sucesos de la zona conflictiva (sucesos con $P_+ \geq 750$ MeV, $M_{res}^2 \geq 0.04$ GeV² y $P_{\Lambda} \geq \frac{m_{\Lambda^0}^2 - \Lambda^2}{2\Lambda}$). esperando que quizás los dos tipos de sucesos se resuelvan en dos picos. Estas distribuciones se han comparado además con las correspondientes para los sucesos 105M ($\Lambda^0 K^+ \pi^-$ (neutros)), pero no permiten obtener ningún criterio de separación: los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ y $\Lambda^0 K^+ \pi^-$ (neutros) se superponen en la misma zona.

Por último se han estudiado algunas distribuciones relacionadas con la dinámica del proceso, tales como las transferencias de momentos respecto al haz o respecto al blanco en función de la probabilidad de la hipótesis 108 o en función de la M_{res}^2 (respecto a $\Lambda^0 K^+ \pi^-$), y las distribuciones del ángulo de producción de esa masa residual. Todas estas distribuciones para los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ se han comparado con las correspondientes al canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$, pero los sucesos contaminantes no se acumulan en ninguna región concreta de estas variables: ningún criterio de separación significativo puede obtenerse de selecciones en estas distribuciones.

Concluyendo, en vista de la imposibilidad de obtener un criterio de separación mas fino, nos decidimos por desechar todos los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ que verifiquen:

$ \begin{aligned} &M_{res}^2 \text{ (respecto a } \Lambda^0 K^+ \pi^-) \geq 0.04 \text{ GeV}^2 \\ &P_+ \geq 750 \text{ MeV} \\ &P_{\Lambda} \geq \frac{m_{\Lambda^0}^2 - \Lambda^2}{2\Lambda} \end{aligned} $	$\left. \vphantom{\begin{aligned} &M_{res}^2 \text{ (respecto a } \Lambda^0 K^+ \pi^-) \geq 0.04 \text{ GeV}^2 \\ &P_+ \geq 750 \text{ MeV} \\ &P_{\Lambda} \geq \frac{m_{\Lambda^0}^2 - \Lambda^2}{2\Lambda} \end{aligned}} \right\} 1288 \text{ sucesos}$
---	---

teniendo bien presente que este corte nos hace perder un 18% de los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ (K^0).

Una vez realizado este corte hemos vuelto a examinar los sucesos ambiguos restantes. Un razonamiento paralelo al empleado al estudiar los ambiguos 105 - 108M nos induce a asignar los ambiguos 108 - 105M al canal 108.

Para los ambiguos 108 - 105 que no están en la zona de contaminación se ha vuelto a aplicar el método de separación explicado en III.3.1 y se ha obtenido el mismo criterio que entonces: un ángulo de separación de 37° en el diagrama doble Prob (105) frente a Prob (108).

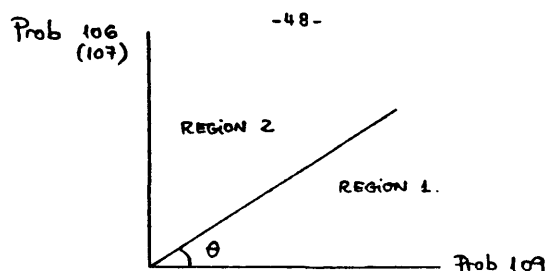
La Tabla IV.9 detalla el número de sucesos seleccionado en este canal.

III.3.4. Resolución de ambigüedades del canal $(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$

De todos los canales en estudio éste es el mas conflictivo: sólo un 16% de los sucesos de la muestra primitiva son únicos: y, de los sucesos ambiguos restantes, mas de la mitad lo son entre tres, cuatro o mas hipótesis. Las ambigüedades mas importantes se deben a la dificultad de identificar la traza positiva (puede ser π^+ , K^+ o incluso p) o la traza negativa (π^- o K^-), lo que trae como consecuencia, el que la partícula neutra pueda dar ajuste como Λ^0 , n, Σ^0 o K^0 .

Separación de hipótesis 109 - 106 $((\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0 - n K^+ \pi^- K^0)$ y 109 - 107 $((\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0 - n \pi^+ K^- K^0)$

Estas hipótesis pueden ser separadas utilizando el mismo procedimiento empleado para los ambiguos 105 - 108. Se trata de hallar un ángulo θ óptimo en el diagrama doble Probabilidad hipótesis 106 (o 107) frente a Probabilidad hipótesis 109: (FIG. III. 42 y III.43)



Este ángulo se halla, como ya vimos, estudiando en función de θ las fracciones de sucesos 109 en las regiones 1 y 2 a partir de las distribuciones de Energía residual para los sucesos ambiguos. Estas distribuciones no tienen una estructura tan definida como en el caso de los sucesos 105 - 108: los picos se prolongan en unas colas largas y algo irregulares, que pueden corresponder a sucesos de una tercera hipótesis. Para poder aplicar nuestro método de separación con confianza hemos considerado solamente los sucesos en los picos, haciendo la selección preliminar:

suc. ambiguos 109 - 106 : $-.06 < E_{res} \text{ (como 106)} < .04$

suc. ambiguos 109 - 107 : $-.04 < E_{res} \text{ (como 107)}$

Con estos cortes podemos obtener valores medios realistas para las distribuciones de energía residual, lo que nos conduce a la siguiente separación para la muestra conjunta de ambiguos del CERN y MADRID: (FIG. III.44)

AMBIGUOS DOBLES 109 - 106

Muestra del CERN y MADRID : 227 sucesos

Seleccionando $-.06 < E_{res} \text{ (106)} < .04$: 217 sucesos

CRITERIO DE SELECCION:

sucesos 109 : $\text{Prob 106} < \text{tg } 18^\circ \times \text{Prob 109}$

sucesos 106 : $\text{Prob 106} > \text{tg } 18^\circ \times \text{Prob 109}$

RESULTADOS:

región 1: $72\% \pm 23\%$ suc. 109 ; $28 \pm 23\%$ suc. 106

región 2: $93\% \pm 14\%$ suc. 106 ; $7 \pm 14\%$ suc. 109

que en número de sucesos son:

41 sucesos asignados a la 109 { contaminación de 106: 11 ± 9
pérdidas: 12 ± 25

176 sucesos asignados a la 106 { contaminación de 109: 12 ± 25
pérdidas: 11 ± 9

AMBIGUOS DOBLES 109 - 107

Muestra del CERN y MADRID: 322 sucesos

Seleccionando $-.04 < E_{res}$ (107) : 258 sucesos

CRITERIO DE SELECCION:

sucesos 109 : Prob 107 < tg 45° x Prob 109

sucesos 107 : Prob 107 > tg 45° x Prob 109

RESULTADOS:

región 1 : $75\% \pm 8\%$ suc. 109 ; $25\% \pm 8\%$ suc. 107

región 2 : $81\% \pm 8\%$ suc. 107 ; $19\% \pm 8\%$ suc. 109

que en número de sucesos son:

119 sucesos asignados a la 109 { cont. de 107: 30 ± 9
pérdidas: 26 ± 11

139 sucesos asignados a la 107 { cont. de 109: 26 ± 11
pérdidas: 30 ± 9

Los resultados de esta separación para los otros laboratorios aparecen en la tabla III.10.

El resultado total es que de los ambiguos 109 - 106 51 sucesos son asignados a la hipótesis 109 con contaminación de 13 ± 9 sucesos y pérdidas de 15 ± 26 y 149 sucesos de los ambiguos dobles 109 - 107 son asignados a los 109 con contaminación de 38 ± 9 sucesos y pérdidas de 33 ± 11 sucesos.

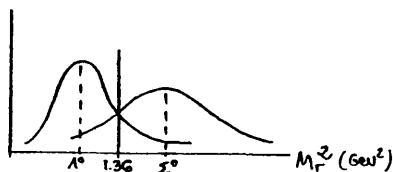
Separación de hipótesis 109 - 209 $((\Lambda^0)\pi^+\pi^-K^0 - (\Sigma^0)\pi^+\pi^-K^0)$

El criterio para separar las hipótesis 109 y 209 se ha obtenido estudiando la distribución de masa residual al cuadrado (respecto al sistema $\pi^+\pi^-K^0$). Los sucesos 109 se deben situar alrededor del cuadrado de la masa del Λ^0 (1.245 GeV^2) y los sucesos 209 alrededor del cuadrado de la masa del Σ^0 (1.422 GeV^2).

La distribución de M_r^2 para los sucesos únicos 109, más los sucesos únicos 209, más los sucesos ambiguos dobles 109 - 209 de MADRID y del CERN ha sido ajustada mediante dos Breit-Wigner centradas sobre el Λ^0 y el Σ^0 respectivamente (FIG. III.45). El mínimo de la curva ajustada corresponde a 1.36 GeV^2 . El criterio de separación es, por tanto:

sucesos 109	:	$M_r^2 < 1.36 \text{ GeV}^2$
sucesos 209	:	$M_r^2 > 1.36 \text{ GeV}^2$

Podemos obtener además, cotas máximas para la contaminación y pérdidas de una hipótesis en otra, calculando el área de cada Breit-Wigner a partir del punto de corte.



contaminación de 209 en 109 < 2%
pérdidas de 109 en 209 < 6%

Separación de hipótesis 109 - 106 - 209 y 109 - 107 - 209

Estas ambigüedades se han resuelto en dos pasos sucesivos: primero se ha aplicado el criterio para separar los sucesos 209, desechando todos los sucesos con $M_T^2 > 1.36 \text{ GeV}^2$. Los sucesos restantes se han considerado como ambiguos dobles 109 - 106 o 109 - 107 y se les ha aplicado el criterio de separación para los dobles 109 - 106 o 109 - 107 descrito antes. Los resultados aparecen en la tabla III.10.

Separación de hipótesis 109 - 106 - 107 y 109 - 106 - 107 - 209

Para separar estas tres hipótesis se ha utilizado una generalización del método empleado para los ambiguos 105 - 108.

Si α_9 , α_6 y α_7 son, respectivamente, las fracciones de sucesos de las hipótesis 109, 106 y 107, y si Δ_{ij} es el valor medio:

$$\Delta_{ij} = \frac{E_{\text{res}}(\text{como hip } 10i) - E_{\text{res}}(\text{como hip } 10j)}{i, j = 6, 7, 9}$$

$$i, j = 6, 7, 9$$

entonces:

$$\begin{aligned} \text{Desplazamiento observado en la } E_{\text{res}} \text{ calculada como hip 106} = \\ = \alpha_9 \Delta_{69} + \alpha_6 \cdot 0 + \alpha_7 \Delta_{67} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Desplazamiento observado en la } E_{\text{res}} \text{ calculada como hip 107} = \\ = \alpha_9 \Delta_{79} + \alpha_6 \Delta_{76} + \alpha_7 \cdot 0 \end{aligned}$$

Sumando las dos distribuciones anteriores obtenemos:

$$E_{\text{res}}(106) + E_{\text{res}}(107) = \alpha_9(\Delta_{69} + \Delta_{79}) + (\alpha_6 + \alpha_7) \cdot 0 + (\alpha_7 - \alpha_6) \Delta_{67}$$

Lo que quiere decir que, si la fracción de sucesos 106 es aproxi

madamente igual a la de sucesos 107 ($\alpha_6 \sim \alpha_7$), observaremos una distribución gaussiana centrada en cero y otra centrada en el valor $\Delta_{69} + \Delta_{79} = 0.028 + 0.033 = \underline{0.06}$.

Se ha realizado un ajuste a la distribución anterior (FIG. III.45) mediante dos gaussianas centradas en 0. y .06. Se han dejado variables las anchuras de las gaussianas y las fracciones α_9 y ($\alpha_6 + \alpha_7$). Considerando el mínimo entre los picos podemos separar los sucesos 109 de los 106 o 107. Este mínimo resulta ser .04 GeV. El criterio de separación es por tanto:

sucesos 109	$E_{\text{res}}(106) + E_{\text{res}}(107) > .04 \text{ GeV}$
sucesos 106	$E_{\text{res}}(106) + E_{\text{res}}(107) < .04 \text{ GeV}$

Por lo que respecta a la ambigüedad cuádruple 109 - 106 - 107 - 209, se ha resuelto separando primero los sucesos 209, mediante un corte en $M_{\text{res}}^2 < 1.36 \text{ GeV}^2$, y aplicando después a los ambiguos triples restantes el método del que acabamos de tratar.

Para cada laboratorio los sucesos asignados a la hipótesis 109 aparecen en la tabla III.10

Ambigüedad 109 - 102 - 106 - 206

Para estos sucesos ambiguos se han estudiado las distribuciones de probabilidad correspondientes a cada una de las cuatro hipótesis. La distribución de probabilidad 109 es apreciablemente peor que las otras por lo que ninguno de estos sucesos ha sido asignado a la hipótesis 109.

III.4. Muestra seleccionada para el análisis. Controles de calidad

Por lo que a la resolución de ambigüedades respecta las contaminaciones y pérdidas máximas de cada canal quedan detalladas en la Tabla III.11, en tanto por ciento respecto al número

total de sucesos seleccionados. En el caso del canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ tanto las contaminaciones como las pérdidas debidas al proceso de selección son despreciables.

Una vez estudiadas las ambigüedades, los sucesos resultantes deben sufrir aún otros tipos de selección. En primer lugar la selección en volumen fiducial: sólo consideraremos los sucesos cuyo vértice principal de desintegración se encuentre en la región INVOL definida en II.3.5 y cuyas desintegraciones de partículas extrañas ocurran en la región INLITE igualmente definida en II.3.5. Estos sucesos son ponderados por el procedimiento descrito en II.3.5 con las selecciones en longitud de desintegración, ángulo de desintegración y momento entonces detalladas. Posteriormente se desechan los sucesos con peso mayor que 2 para evitar la introducción de fluctuaciones estadísticas en el proceso de ponderación. Las distribuciones de pesos y sus valores medios para los cuatro canales aparecen en la FIG. III.46.

Por último y a la hora de realizar los análisis se han desechado además todos los sucesos 1c (canales $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$, $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$, $(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$) cuya probabilidad del ajuste cinemático sea menor del 2%, y los sucesos 4c ($\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$) cuya probabilidad sea inferior al 1%. Así se eliminan parte de las posibles contaminaciones residuales que existen, ya que las distribuciones de probabilidad presentan un pico alrededor del cero.

Resumiendo, después de realizada la separación de ambigüedades, se utilizan para el análisis los sucesos que:

- están dentro del volumen fiducial.
- la longitud de desintegración del V^0 es mayor que 3 mm.
- el peso es menor que 2.
- la probabilidad del ajuste cinemático es mayor del 2% si se trata de sucesos 1c y mayor del 1% si se trata de sucesos 4c.

Como comprobación de la calidad de la muestra podemos mos-

trar las distribuciones de probabilidad y las distribuciones de masa de la partícula neutra no vista. (Figs. III.47 y 48).

III.5. Relaciones de desintegración. Secciones eficaces

El cálculo de las relaciones de desintegración para las partículas neutras K^0 y Λ^0 , y de las secciones eficaces totales para los cuatro canales de interés requiere conocer con la mayor exactitud posible el número de sucesos de cada canal. En este apartado estudiaremos las causas de algunas pequeñas pérdidas o contaminaciones que no hemos considerado todavía.

III.5.1. Correcciones por pérdidas o contaminación adicionales

Posibles pérdidas del canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$

Consideraremos la posibilidad de que se hayan perdido sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ yendo a parar a alguno de los siguientes canales:

- a) $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ y $(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$
- b) $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0 \pi^0$
- c) $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ (neutros)
- d) $\Lambda^0 \gamma \pi^+ \pi^- K^0$
 $\quad \quad \quad \pi^0$

- a) $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ y $(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$

Podrían perderse sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ en los $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ o $(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$ por fallo en el ajuste del K^0 o Λ^0 o error de identificación. Para dar una cota máxima de pérdidas de este tipo se ha buscado, en la casi totalidad de los sucesos de Madrid, el número de sucesos aceptados después de la identificación como topología 201 (dos ramas cargadas y un V^0) que en el escrutinio fueron vistos como sucesos de topología 202 (dos ramas cargadas y dos V^0 's).

De los 821 sucesos de topología 202 en el escrutinio hubo 36 sucesos que fueron asignados como 201 en la identificación

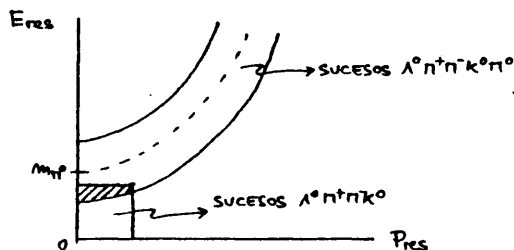
porque no dieron ajuste de 202 y si de 201. El máximo de pérdidas de la topología 202 en la 201 es por tanto del $\frac{36}{821} = 4,4\%$.

Si consideramos ahora, en particular, los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ (top. 202), vemos que existe la posibilidad de perderlos en los canales $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ o $(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$ (ambos de topología 201). Tomaremos $4\% \pm 2\%$ como cota máxima de pérdidas de este tipo para los sucesos de Madrid y, puesto que no tenemos acceso a la información correspondiente a los otros tres laboratorios, admitiremos esta cota como válida para toda la muestra.

b) $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0 \pi^0$

Del canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0 \pi^0$ disponemos de 1097 sucesos únicos lc. La única ambigüedad importante que se presenta en este canal es la ambigüedad doble $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0 \pi^0 - \Sigma^0 \pi^+ \pi^- K^0$ (109 sucesos). Hemos asignado estos 109 sucesos a la hipótesis $\Sigma^0 \pi^+ \pi^- K^0$ después de estudiar las distribuciones de probabilidad de las dos hipótesis y la distribución angular de desintegración del Σ^0 .

Si consideramos el diagrama $E_{res} - P_{res}$ (energía residual frente a momento residual respecto al sistema $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$) para los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0 \pi^0$ y para los $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ (Fig. III.49), vemos que, mientras que los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ están situados alrededor del origen, los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0 \pi^0$ están distribuidos a lo largo de la parábola correspondiente a la masa del π^0 . ($E_{res}^2 - P_{res}^2 = m_{\pi^0}^2$).

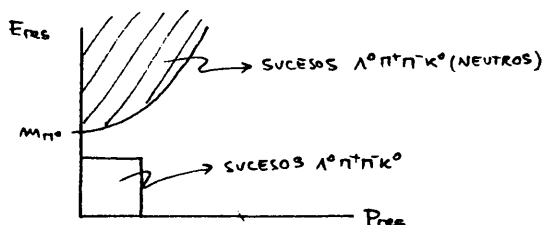


Hay, sin embargo, una cierta región (zona rayada en la figura) en la que, debido a los errores de medida, se superponen

sucesos de ambos canales. El número de sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0 \pi^0$ que hay en esta región (unos 60 aproximadamente, es decir, el $\frac{60}{1200} = 5\% \pm 1\%$ de los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$) es el número máximo de sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ que han podido ser decididos como del canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0 \pi^0$.

c) $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ (neutros)

Tenemos una muestra de 373 sucesos únicos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ (neutros). En el diagrama doble $E_{res} - P_{res}$ este tipo de sucesos deben estar por encima de la parábola correspondiente al π^0 . (Fig. III.50)



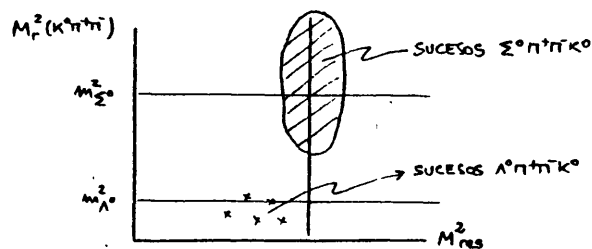
El número de sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ (neutros) que se encuentren en la región de los $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ nos proporciona una cota máxima de pérdidas. Este número es 7, es decir, un $\frac{7}{1200} = 0,6\% \pm 0,2\%$ de los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$.

d) $\Sigma^0 \pi^+ \pi^- K^0$

Disponemos de 446 sucesos únicos $\Sigma^0 \pi^+ \pi^- K^0$. En este canal hay dos ambigüedades importantes: 109 ambiguos dobles $\Sigma^0 \pi^+ \pi^- K^0 - \Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0 \pi^0$, que han sido asignados a los $\Sigma^0 \pi^+ \pi^- K^0$ después de estudiar las distribuciones de probabilidad y el coseno del ángulo de desintegración del Σ^0 , y 254 ambiguos dobles $\Sigma^0 \pi^+ \pi^- K^0 - \Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$, que fueron asignados al canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ en III.3.2. Tenemos, entonces, $446 + 109 = 555$ sucesos $\Sigma^0 \pi^+ \pi^- K^0$.

Consideremos el diagrama doble $M_{res}^2 - M_r^2 (K^0 \pi^+ \pi^-)$ (masa residual respecto a $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ al cuadrado frente al cuadrado de la masa que retrocede al sistema $K^0 \pi^+ \pi^-$). Los verdaderos sucesos $\Sigma^0 \pi^+ \pi^- K^0$ deben estar situados alrededor de la $M_{res}^2 = 0$ y alrededor de la $M_r^2 (K^0 \pi^+ \pi^-)$ correspondiente al Σ^0 . Los sucesos en la región $M_r^2 (K^0 \pi^+ \pi^-) = m_\Lambda^2$ han sido considerados como sucesos

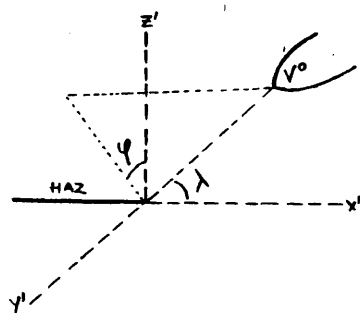
$\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$. (Fig. III.51)



La contaminación es de aproximadamente ~ 15 sucesos : $\frac{15}{1200} = 1,2\% \pm 0,3\%$, contaminación que puede verse también como un pequeño pico en la región $\cos \theta_{\Sigma} \downarrow \sim 1$ de la distribución del ángulo de desintegración del Σ^0 . Para los buenos sucesos $\Sigma^0 \pi^+ \pi^- K^0$ esta distribución debe ser isotrópica.

Otra posibilidad de pérdidas de sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ es que no se hayan visto en el escrutinio debido, por ejemplo, a que algún V^0 se produce perpendicularmente a la cámara. Un V^0 saliendo en esta dirección es evidentemente más difícil de detectar en las fotos que uno que se encuentre en el plano xy de la cámara de burbujas.

Debemos comprobar, por tanto, que la distribución del ángulo azimutal ϕ para los V^0 es isotrópica para cualquier ángulo λ de producción del V^0 .



SISTEMA DE REFERENCIA:

- z' : eje z de la cámara de burbujas
- x' : dirección del haz
- $y' = x' \wedge z'$

λ : ángulo que forma la dirección del haz, con la dirección de salida del V^0 .

ϕ : ángulo que forma el eje z' con la proyección sobre el plano $y'z'$ de la dirección de salida del V° .

Los diagramas dobles en los que se representa el ángulo ϕ en función del λ para K° y Λ° por separado, no muestran pérdidas apreciables en dirección perpendicular a la cámara (tal y como hemos elegido el sistema de referencia esta dirección corresponde a $\phi = 0^\circ$ y $\phi = 180^\circ$ para $\lambda = 90^\circ$). La isotropía del ángulo azimutal ϕ es comprobable para todos los ángulos λ . (Fig. III.52)

Como última prueba de que no existen importantes pérdidas de sucesos $\Lambda^\circ \pi^+ \pi^- K^\circ$ hemos obtenido las distribuciones de desintegración de los V° . La distribución del coseno del ángulo que forman la dirección de uno de los productos de desintegración del V° en el centro de masas del último (el π^+ en el caso del K° y el p en el caso del Λ° , por ejemplo) y la dirección del V° en el sistema centro de masas total, debe ser isotrópica. Y, en efecto, para las muestras de sucesos ponderados, no aparecen pérdidas apreciables en ninguna dirección. (Fig. III.53)

Las pérdidas totales máximas de sucesos del canal $\Lambda^\circ \pi^+ \pi^- K^\circ$, en porcentaje respecto a los 1200 $\Lambda^\circ \pi^+ \pi^- K^\circ$ y en número de sucesos son:

pérdidas de $\Lambda^\circ \pi^+ \pi^- K^\circ$ en el canal:	Porcentaje (sobre 1200 suc)	n° suc perdidos
a) $\Lambda^\circ \pi^+ \pi^- (K^\circ)$ (Λ°) $\pi^+ \pi^- K^\circ$	$4\% \pm 2\%$	48 ± 24
b) $\Lambda^\circ \pi^+ \pi^- K^\circ \pi^\circ$	$5\% \pm 1\%$	60 ± 8
c) $\Lambda^\circ \pi^+ \pi^- K^\circ$ (neutros)	$0,6\% \pm 0,02\%$	7 ± 3
d) $\Sigma^\circ \pi^+ \pi^- K^\circ$	$1,2\% \pm 0,3\%$	15 ± 4
TOTAL	$10,8\% \pm 2\%$	130 ± 26

Posibles contaminaciones de los canales $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ y $(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$

Debemos tener en cuenta una pequeña corrección relacionada con el cálculo de los pesos del canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$.

Recordemos que se pesan los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ para corregir las pérdidas que se producen al desintegrarse el K^0 o el Λ^0 fuera de la cámara o tan cerca del vértice principal que se confunden con dos ramas y para corregir también los sucesos perdidos porque el π^- procedente de la desintegración del Λ^0 tiene un momento muy bajo.

Ahora bien, los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ que no han sido vistos como tales porque el Λ^0 o el K^0 se han desintegrado fuera de la cámara, habrán sido identificados evidentemente como pertenecientes a los canales $(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$ o $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$. Este número de sucesos puede ser estimado de una manera muy sencilla:

En el caso de los K^0 's se verifica que:

$$N_T = N \omega_T = N(1 + f_c + f_f)$$

siendo: N_T : número real de K^0 's desintegrándose en $\pi^+ \pi^-$

N : número de K^0 's vistos

ω_T : peso por visibilidad de los K^0 's

f_c : fracción de K^0 's confundidos con dos ramas provenientes del vértice principal

f_f : fracción de K^0 's que se desintegran en $\pi^+ \pi^-$ fuera del volumen fiducial.

Para calcular la fracción f_f , pesamos los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$. Sin tener en cuenta las pérdidas por proximidad del V^0 al vértice principal (basta tomar como cero, al calcular los pesos, la distancia l , a partir de la cual el operador distingue en la foto un V^0 de un suceso dos ramas).

Entonces:

$$N_f = N \omega_f = N(1 + f_f)$$

con: N_f : número de K^0 's vistos más los perdidos por volumen fiducial

ω_f : peso que corrige las pérdidas por volumen fiducial.

$N \times f_f$ es, pues, el número de sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ que han ido a parar al canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$. Como ω_f resulta ser 1.017, y $f_f = 1 - \omega_f = 0.017$, entonces: $N \times f_f = 1200 \times 0.017 = \underline{20.4 \text{ sucesos}}$.

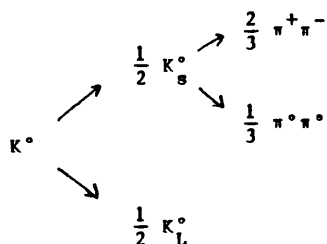
En el caso del Λ^0 , pesamos los sucesos sin tener en cuenta las pérdidas por proximidad del V^0 al vértice principal, ni las pérdidas por bajo momento del π^- procedente del Λ^0 . Obtenemos así un peso $\omega_f = 1.038$, y $f_f = 1 - \omega_f = 0.038$. Luego $N \times f_f = 1200 \times 0.038 = \underline{46 \text{ sucesos}}$ $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ han sido asignados al canal $K^0 \pi^+ \pi^- (\Lambda^0)$.

III.5.2. Cálculo de las relaciones de desintegración para el K^0 y el Λ^0

El cociente entre el número de K^0 's que se desintegran de manera visible en la cámara y el número de K^0 's con desintegración no visible es un número bien conocido. Para calcularlo se tiene en cuenta que:

- Un 50% de los K^0 son K_S^0 (cortos). La vida media de los K_S^0 (0.89×10^{-10} seg) les permite desintegrarse prácticamente en su totalidad, en el interior de la cámara de burbujas. Dos tercios de los K_S^0 se desintegran en $\pi^+ \pi^-$ y el tercio restante en $\pi^0 \pi^0$.

- El otro 50% de los K^0 son K_L^0 largos, cuya vida media (5.2×10^{-8} seg) es tan larga que generalmente se desintegran fuera de la cámara. Por esta razón su modo habitual de desintegración $\pi^+ \pi^- \pi^0$ no está incluido en los títulos como posible para interpretar los V^0 s observados



la relación de desintegración prevista para el K^0 es entonces:

$$\frac{K^0 \text{'s vistos}}{K^0 \text{'s no vistos}} = \frac{K_S^0 + \pi^+ \pi^-}{(K_S^0 + \pi^0 \pi^0) + K_L^0} = \frac{\frac{2}{3} \cdot \frac{1}{2}}{\frac{1}{3} \cdot \frac{1}{2} + \frac{1}{2}} = \frac{1}{2}$$

En el caso del Λ^0 la relación es mas sencilla: un 64.2% de los Λ^0 se desintegran en $p\pi^-$ y un 35.8% se desintegran en $n\pi^0$. Por tanto

$$\frac{\Lambda^0 \text{'s vistos}}{\Lambda^0 \text{'s no vistos}} = \frac{\Lambda^0 + p\pi^-}{\Lambda^0 + n\pi^0} = \frac{64.4}{35.8} = 1.80$$

Puesto que vamos a analizar canales que se diferencian en si el Λ^0 o K^0 han sido vistos o no, las relaciones de desintegración antes calculadas nos sirven para comprobar si hemos obtenido correctamente el número de sucesos de cada canal. Debería ocurrir que:

$$\frac{K^0 \text{'s vistos}}{K^0 \text{'s no vistos}} = \frac{1}{2} = \frac{n^0(\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0)}{n^0(\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0)}$$

$$\frac{\Lambda^0 \text{'s vistos}}{\Lambda^0 \text{'s no vistos}} = 1.80 = \frac{n^0(\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0)}{n^0((\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0)}$$

El valor experimental en nuestra muestra de estas dos relaciones de desintegración lo obtenemos a partir del número de sucesos pesados de cada canal, teniendo en cuenta las últimas correcciones de las que acabamos de tratar y el factor que da las pérdidas de escrutinio y procesado que es dependiente de la topología.

Sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$

Número de sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ pesados: 1294
 Pérdidas en otros canales (pesados): 140 ± 28
 Número total: 1434 ± 28

Sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$

Número de sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ pesados: 3784 ± 62
 Contaminación del canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$: -20 ± 4
 Número total: 3764 ± 62

Sucesos $(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$

Número de sucesos $(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$ pesados: 1066
 contaminación del canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$: -46 ± 7
 Número total: 1020 ± 7

Eficacias de escrutinio y procesado para la muestra de Madrid

	Eficacia escrutinio y procesado	Factor de corrección
TOPOLOGIA 201	$92.3 \pm 1.9\%$	1.084 ± 0.023
TOPOLOGIA 202	$83.0 \pm 5.6\%$	1.206 ± 0.081

Relaciones de desintegración

$$\frac{K^0 \text{ vistos}}{K^0 \text{ no vistos}} = \frac{1434 \pm 28}{3764 \pm 62} \times \frac{1.206 \pm 0.023}{1.084 \pm 0.08} = (0.38 \pm 0.02) \times (1.113 \pm 0.03) =$$

$$= \boxed{0.42 \pm 0.04}$$

$$\frac{\Lambda^{\circ} \text{ vistos}}{\Lambda^{\circ} \text{ no vistos}} = \frac{1434 \pm 28}{1020 \pm 17} \times (1.113 \pm 0.08) = (1.41 \pm 0.03) \times (1.113 \pm 0.08) =$$

$$= \boxed{1.56 \pm 0.12}$$

Las relaciones de desintegración obtenidas son ligeramente mas bajas que los valores esperados pero compatibles con ellos dentro de 2 desviaciones típicas.

Quizás las pequeñas diferencias entre los valores esperados y medidos puedan interpretarse por el hecho de que se han utilizado las eficacias de escrutinio y procesado obtenidas en Madrid para corregir los números de sucesos totales de la muestra experimental, independientemente del laboratorio del que procedan.

III.5.3. Cálculo de las secciones eficaces totales para los canales de interés

Método para calcular secciones eficaces

La sección eficaz σ_R para una determinada reacción R se define como:

$$\sigma_R = \frac{\frac{N_R}{\Delta N_b \Delta t}}{\frac{N_h}{\Delta s \Delta t}}$$

siendo: $\frac{N_h}{\Delta s \Delta t}$ el flujo o número de partículas del haz que inciden sobre el blanco por unidad de superficie y tiempo.

N_R : nº sucesos de la reacción R.

ΔN_b : número medio de partículas del blanco contenido en un volumen de base Δs y longitud Δl .

Δl : recorrido medio de las partículas del haz.

El blanco lo constituye en nuestro caso los núcleos del hidrógeno (protones) que se encuentra en estado líquido metaestable llenando la cámara de burbujas. El número de blancos ΔN_b en un Δv es el producto del número de moles ΔM contenido en ese volumen por el número de Avogadro:

$$\Delta N_b = \Delta n \cdot A = \frac{\rho}{p} \Delta v \cdot A = \frac{\rho A}{p} \Delta s \Delta l$$

siendo : ρ : densidad del hidrógeno
 p : peso molecular del hidrógeno

Con esta expresión para ΔN_b la sección eficaz puede reescribirse de la manera siguiente:

$$\sigma_R = \frac{N_R}{\rho \frac{A}{p} L}$$

N° partículas del haz
 siendo $L = \sum_{i=1}^N L_i$ el recorrido libre total de las partículas del haz, es decir, la suma de los recorridos de todas las partículas del haz desde el principio de la cámara hasta el vértice de interacción si interaccionan o hasta el final de la cámara si no interaccionan.

Para calcular L se ha utilizado la expresión:

$$L = N_{in} \overline{l_{in}} + N_{no} \overline{l_{no}}$$

N_{in} y N_{no} , número de partículas del haz que interaccionan o no interaccionan, respectivamente, fueron obtenidos realizando un tercer escrutinio accesorio, en el que se contaron el número de partículas del haz y el número de interacciones en una de cada 20 fotografías. Las longitudes medias de interacción $\overline{l_{in}}$ y de no

interacción I_{no} se calcularon haciendo la hipótesis de que las curvaturas para ambos casos son las mismas y su estimación se ha realizado utilizando unicamente las trazas del haz que interaccionan.

Se define la sensibilidad del experimento como:

$$S = \rho \frac{A}{p} L$$

La sensibilidad no depende, evidentemente, de la reacción considerada, sino solamente de las características de la exposición: si el conjunto de las fotografías del experimento ha sido tomado en varias fases o exposiciones, para cada exposición habrá una L diferente. La sensibilidad total es la correspondiente a la L total. S se mide en nº sucesos/ μ barn y da una idea de la estadística del experimento.

Para los sucesos de cada una de las dos exposiciones procesadas en MADRID las sensibilidades resultaron ser:

$$S_1 = 4,47 \pm 0,05 \text{ suc}/\mu\text{b}$$

$$S_3 = 9,53 \pm 0,11 \text{ suc}/\mu\text{b}$$

La sensibilidad total para la muestra de Madrid es

$$S_M = 14,00 \pm 0,12 \text{ suc}/\mu\text{b}$$

La sensibilidad total del experimento para las muestras de los cuatro laboratorios es de unos 90 sucesos/ μ b.

Conocida la sensibilidad, para calcular la sección eficaz total de una reacción, es necesario obtener el número total de sucesos de esa reacción, corregido por todas las pérdidas y contaminaciones presentes en la muestra.

Cálculo de las secciones eficaces totales para la muestra de Madrid

Vamos a calcular las secciones eficaces totales de los cuatro canales en estudio utilizando los sucesos correspondientes a la muestra de Madrid. (Nos restringimos a estos sucesos pues la información referente a los detalles del escrutinio, medida y procesado sólo nos es accesible para los sucesos de Madrid).

Para este cálculo concreto de las secciones eficaces se ha definido un nuevo volumen fiducial, mas apropiado para nuestra muestra y que minimiza el peso medio de los sucesos de Madrid. (detalles sobre la construcción de este volumen fiducial pueden ser vistos en Ref. II.2).

Se consideran los sucesos cuyo vértice principal está dentro de la región INVOL limitada por los seis planos siguientes:

INVOL (MADRID)

$$\begin{array}{lll} y = a_1 + b_1 x & a_1 = 10692.9297 & b_1 = 170.1542 \\ y = a_2 + b_2 x & a_2 = 19.3182 & b_2 = -0.0462 \\ y = a_3 + b_3 x & a_3 = -19.6109 & b_3 = 0.0356 \\ y = a_4 + b_4 x & a_4 = -15528.1427 & b_4 = 209.2710 \\ z = -42 \text{ cm} & & \\ z = -8 \text{ cm} & & \end{array}$$

Además las desintegraciones de partículas extrañas deben suceder dentro de la región INLITE limitada por los planos:

INLITE (MADRID)

$$\begin{array}{l} -68 < x < 78 \text{ cm} \\ -27 < y < 27 \text{ cm} \\ -50 < z < 0 \text{ cm} \end{array}$$

Se han tenido en cuenta, por tanto, todos los sucesos con-

tenidos en este volumen fiducial. De los que resultaron seleccionados al realizar el estudio de las ambigüedades se han eliminado aquellos cuya desintegración de la partícula extraña ocurre a menos de 3 mm del vértice principal y tales pérdidas, así como las otras posibles por visibilidad de las desintegraciones (ver II.3.5), han sido corregidas ponderando los sucesos. Asimismo se han desechado las interacciones cuyo peso era superior a 2.0.

Ha sido necesario estimar de nuevo las correcciones y pérdidas provenientes de la resolución de las ambigüedades de estos canales. Dichas correcciones y pérdidas, calculadas utilizando los sucesos dentro del volumen fiducial, han sido igualmente ponderadas.

Es conveniente recordar que en todos los canales una serie de sucesos fueron desechados para el análisis por haber perdido ligaduras. Estos sucesos son añadidos con su correspondiente factor de ponderación y multiplicados por el inverso del número de ambigüedades que presentan. De igual modo se suman los pequeños números de sucesos pertenecientes a ambigüedades no estudiadas.

Por último, hemos aplicado las correcciones de escrutinio y procesado que ya se han descrito en (III.5.2) y que dependen de la topología.

El número de sucesos de cada canal, después de aplicar todas estas correcciones, aparece en las TABLAS III.12 y III.13. Dividiendo este número por la sensibilidad total para MADRID se obtienen las secciones eficaces totales. (TABLA III.13).

Descripción Tablas Capítulo III

- Tabla III.1. Muestra general. Números de sucesos correspondientes a cada topología clasificados por laboratorios y por número de ligaduras.
- Tabla III.2. Tipos e hipótesis correspondientes a los canales utilizados.
- Tabla III.3. Sucesos 1c del canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$ clasificados por laboratorios y según sus ambigüedades.
- Tabla III.4. Sucesos 4c del canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ clasificados por laboratorios y según sus ambigüedades.
- Tabla III.5. Sucesos 1c del canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ clasificados por laboratorios y según sus ambigüedades.
- Tabla III.6. Sucesos 1c del canal $(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$ clasificados por laboratorios y según sus ambigüedades.
- Tabla III.7. Sucesos seleccionados del canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$.
- Tabla III.8. Sucesos seleccionados del canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$.
- Tabla III.9. Sucesos seleccionados del canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$.
- Tabla III.10. Sucesos seleccionados del canal $(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$.
- Tabla III.11. Contaminaciones y pérdidas máximas debidas a la resolución de ambigüedades para los 4 canales de interés.
- Tablas III.12 y 13. Cálculo de las secciones eficaces totales para los sucesos de Madrid de los cuatro canales de interés.

TABLA III,1

TIPO	CANAL	HIPOTESIS	N° LIGADURAS	CERN	MADRID	PARIS	ESTOCOLMO	TOTAL LABORATORIOS
10011	105	$\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$	TODOS	160	50	65	19	294
			1c	156	50	61	19	286
			0c	4	0	4	0	8
1011	105		TODOS	4307	1321	1166	519	7313
			1c	4156	1297	1140	518	7111
			0c	151	24	26	1	202
1012	10/11	$\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$	TODOS	806	208	221	79	1314
			4c	797	207	217	79	1300
			<4c	9	1	4	0	14
1011	108	$\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$	TODOS	3430	1026	966	451	5873
			1c	3303	997	935	444	5679
			0c	127	29	31	7	194
1011	109	$(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$	TODOS	1660	617	646	225	3148
			1c	1598	597	604	224	3023
			0c	62	20	42	1	125

TABLA III.2

TIPO	HIPOTESIS	CANAL
1011	105	$\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$
1011	105M	$\Lambda^0 K^+ \pi^-$ (neutras)
1011	108	$\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$
1011	108M	$\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ (neutras)
1011	505	$\Sigma^0 K^+ \pi^-$
1011	109	$(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$
1011	107	$n \pi^+ K^- K^0$
1011	106	$n K^+ \pi^- K^0$
1011	209	$(\Sigma^0) \pi^+ \pi^- K^0$
1011	102	$(K^0) p \pi^- K^0$
1012	10/11	$\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$
1012	510/511	$\Sigma^0 \pi^+ \pi^- K^0$

TABLA III.3

SUCESOS 1c DEL CANAL A°K⁺π⁻°, TIROS 10011 y 1011, HIPOTESIS 105

	CERN	MADRID	PARIS	ESTOCOLMO	TOTAL
SUCESOS UNICOS	2859	566	742	272	4439
AMBIGUOS DOBLES					
105-108	779	265	262	132	1438
105-108M	192	34	50	25	301
105-505	387	129	96	93	705
105-105M	0	160	0	0	160
otros	47	25	19	6	97
AMBIGUOS TRIPLES					
105-108-105M	0	105	0	0	105
otros	32	46	20	7	105
AMBIGUOS CUADRUPLAS	14	7	6	0	27
AMBIGUOS QUINTUPLAS	2	4	4	1	11
AMBIGUOS ENTRE MAS	0	6	2	1	9
DE 5 HIPOTESIS					

TABLA III,4

SUCESOS 4c DEL CANAL A⁺ T⁺ K⁺, TIPO 1012, HIPOTESIS 10 Y 11

	CERN	MADRID	PARIS	ESTOCOLMO	TOTAL
SUCESOS UNICOS	647	192	163	35	1037
AMBIGUOS DOBLES					
10/11 - 510/511	146	15	51	41	253
otras	3	0	2	1	6
AMBIGUOS TRIPLES	1	0	1	2	4

TABLA III.5

SUCESOS 1c DEL CANAL $A^+ \pi^- (K^0)$. TIPO 1011. HIPOTESIS108

	CERN	MADRID	PARIS	ESTOCOLMO	TOTAL
SUCESOS UNICOS	1886	434	506	212	3038
AMBIGUOS DOBLES					
108-105	779	265	262	132	1438
108-105M	582	141	136	92	951
otros	18	5	10	2	35
AMBIGUOS TRIPLES					
108-105-105M	0	105	0	0	105
otros	30	27	13	4	74
AMBIGUOS CUADRUPLS	7	9	2	1	19
AMBIGUOS QUINTUPLES	1	3	3	1	8
AMBIGUOS ENTRE MAS DE 5 HIPOTESIS	0	8	3	0	11

TABLA III, 6

SUCESOS 1c DEL CANAL (A*)⁺ π^+ π^+ K⁺, TIPO 1011, HIPOTESIS 109

	GERN	MADRID	PARIS	ESTOCOLMO	TOTAL
SUCESOS UNICOS	332	51	101	22	506
AMBIGUOS DOBLES					
109-106	197	30	54	15	296
109-107	262	60	85	27	434
109-209	132	63	75	30	300
otros	71	11	20	5	107
AMBIGUOS TRIPLES					
109-106-107	129	24	30	13	196
109-106-209	47	36	39	22	144
109-107-209	92	71	44	26	233
otros	175	84	71	29	359
AMBIGUOS CUADRUPLS					
109-106-107-209	31	37	24	13	105
109-102-106-209	25	42	13	7	87
otros	49	31	17	5	102
AMBIGUOS QUINTUPLES	48	41	23	7	119
AMBIGUOS ENTRE MAS DE 5 HIPOTESIS	8	16	8	3	35

TABLA III.7

SUCESOS SELECCIONADOS CANAL A* K* H* P* (HIP, 105)

	CERN	MADRID	PARIS	ESTOCOLMO	TOTAL LABORATORIOS
SUCESOS UNICOS	2859	566	742	272	4439
AMBIGUOS DOBLES					
105-108	470	162	161	74	867
105-108M	192	34	50	25	301
105-505	31	4	9	10	54
105-105M	0	160	0	0	160
AMBIGUOS TRIPLES					
105-108-105M	0	73	0	0	73
TOTAL AMBIGUOS	693	433	220	109	1455
TOTAL SUCESOS	3552	999	962	381	5894

TABLA III.8
SUCESOS SELECCIONADOS CANAL A⁺ K⁺ (HIP 10/11)

	CERN	MADRID	PARIS	ESTOCOLMO	TOTAL LABORATORIOS
SUCESOS UNICOS	647	192	163	35	1037
AMBIGUOS DOBLES 10/11-510/511	128	14	51	39	232
TOTAL SUCESOS	775	206	214	74	1269

TABLA III, 9

SUCESOS SELECCIONADOS CANAL $A^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ (HIP 108)

	CERN	MADRID	PARIS	ESTOCOLMO	TOTAL LABORATORIOS
SUCESOS UNICOS	1886	434	506	212	3038
AMBIGUOS DOBLES:					
108-105	309	103	101	58	571
108-105M	582	141	136	92	951
AMBIGUOS TRIPLES:					
108-105-105M	0	32	0	0	32
TOTAL AMBIGUOS	891	276	237	150	1554
TOTAL	2777	710	743	362	4592
CORTE CINEMATICO PARA ELIMINAR LA CONTAMINACION DE SUCESOS $E^0 K^+ \pi^- K^0$	766	210	207	105	1288
TOTAL SELECCIONADO	2011	500	536	257	3304

TABLA III.10

SUCESOS SELECCIONADOS CANAL (Λ^0) $\pi^+ \pi^- K^0$ (HIP 109)

	CERN	MADRID	PARIS	ESTOCOLMO	TOTAL LABORATORIOS
SUCESOS UNICOS	332	51	101	22	506
AMBIGUOS DOBLES					
109-106	38	3	9	1	51
109-107	98	21	21	9	149
109-209	94	40	50	18	202
AMBIGUOS TRIPLES					
109-106-107	26	4	3	3	36
109-106-209	10	4	11	1	26
109-107-209	37	25	14	17	93
AMBIGUOS CUADRUPLS					
109-106-107-209	9	8	6	4	27
TOTAL AMBIGUOS	312	105	114	53	584
TOTAL SUCESOS	644	156	215	75	1090

TABLA III,11

CONTAMINACIONES Y PERDIDAS MAXIMAS DEBIDAS A LA RESOLUCION DE AMBIGUEDADES

CANAL	NUMERO TOTAL DE SUCECOS	CONTAMINACION MAXIMA Nº SUCECOS PORCENTAJE	PERDIDAS MAXIMAS Nº SUCECOS PORCENTAJE
$\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$	5894	367 ± 38 6.2 ± 0.6%	169 ± 24 2.8 ± 0.4%
$\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$	1269	—	—
$\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$	3304	155 ± 18 5 ± 1%	848 ± 80 26 ± 3%
$(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$	1090	146 ± 12 13 ± 1%	200 ± 26 18 ± 2%

TABLA III.12

CÁLCULO DE LAS SECCIONES EFICACES PARA LOS SUCESOS DE MADRID

CANAL	SUCESOS DENTRO DEL VOLUMEN FIDUCIAL (RESUELTAS LAS AMBIGÜEDADES)	(PESO MEDIO) SUCESOS PESADOS CON PESO MENOR QUE 2	CONTAMINACIONES Y PERDIDAS PROVENIENTES DE LA RESOLUCION DE AMBIGÜEDADES (PESADAS)	SUCESOS QUE HAN PERDIDO LIGADURAS Y AMBIGÜOS NO ESTUDIADOS (PESADOS)	NUMERO TOTAL DE SUCESOS
$A^0 K^+ \pi^- K^0$	821	(1.088) 873.66 (18 sucesos tienen peso >2)	-26.67	+27.87	874.86
$A^0 \pi^+ \pi^- K^0$	164	(1.177) 182.45 (9 sucesos tienen peso >2)	0.	+0.44	182.89
$A^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$	405	(1.085) 426.40 (12 sucesos tienen peso >2)	92.22	+1.57	520.19
$(A^0) \pi^+ \pi^- K^0$	126	(1.092) 131.04 (6 sucesos tienen peso >2)	7.64	+0.79	139.47

TABLA III.13

CALCULO DE LAS SECCIONES EFICACES PARA LOS SUCESOS DE MADRID

CANAL	NUMERO DE SUCESOS	CORRECCION POR ESCRUTINIO Y PROCESADO	SECCION EFICAZ TOTAL
$\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$	874.86	1.084 ± 0.023	$67.7 \pm 8.2 \mu b$
$\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$	182.89	1.206 ± 0.081	$15.7 \pm 3.9 \mu b$
$\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$	520.19	1.084 ± 0.023	$40.3 \pm 6.3 \mu b$
$(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$	139.47	1.084 ± 0.023	$10.8 \pm 3.3 \mu b$

Descripción de Figuras del Capítulo III

Fig. III.1. Distribuciones de las coordenadas x , y , z del vértice principal de la interacción para todos los sucesos que no han perdido ligaduras de los cuatro canales $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$, $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$, $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ y $(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$. Las líneas de trazos señalan los límites del volumen fiducial INVOL.

Fig. III.2. Distribuciones de las componentes x , y , z y del módulo del momento del haz para los sucesos de los cuatro canales de interés.

Fig. III.3. Distribuciones de la longitud de desintegración de la partícula extraña vista: Λ^0 en el caso de los canales $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$, $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ y $\Lambda^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$, y K^0 en el caso de los canales $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ y $(\Lambda^0) K^0 \pi^+ \pi^-$. Las líneas de trazos señalan el límite de 0.3 cm, por debajo del cual los V^0 's se confunden con ramas procedentes del vértice principal.

Fig. III.4. Distribuciones de la probabilidad asociada al χ^2 del ajuste cinemático del vértice principal para los cuatro canales de interés.

Fig. III.5. Distribuciones de la probabilidad asociada al χ^2 del ajuste del vértice de desintegración de la partícula extraña para los cuatro canales de interés.

Figs. III.6,7,8,9. Pulls de las variables $1/\rho$, λ y ϕ para los sucesos de Madrid de los canales $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$ (Fig. 6), $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ (Fig. 7), $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ (Fig. 8) y $(\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0$ (Fig. 9).

Fig. III.10. Distribuciones de masa de la partícula extraña vista para los cuatro canales de interés.

Fig. III.11 y 12. Distribuciones de probabilidad como hipótesis 105 frente a probabilidad como hipótesis 108 para los sucesos ambiguos dobles 105-108 de las muestras del CERN (Fig. 11) y MADRID (Fig. 12).

Fig. III.13. Distribuciones de la diferencia entre los momentos ajustado y medido del haz para los sucesos únicos de los canales $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$, $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ y $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$. (Muestras del CERN y MADRID por separado).

Fig. III.14. Distribuciones de la fracción de sucesos de la hipótesis 108 (o 105) en el intervalo $(0, \theta)$, y del número de sucesos 108 (o 105) en dicho intervalo para los ambiguos dobles 105-108 del CERN y MADRID.

Fig. III.15. Distribuciones del número de sucesos 108 y 105 en intervalos del ángulo θ para las muestras de ambiguos dobles 105-108 del CERN y MADRID.
Distribuciones de la diferencia $\alpha_1 - \alpha_2$ (108) entre las fracciones de sucesos 108 en las regiones 1 y 2 del diagrama doble de Prob. 105 frente a Prob. 108 para los mismos sucesos.

Fig. III.16. Distribuciones del cuadrado de la masa residual al sistema $\Lambda^0 K^+ \pi^-$ para los sucesos únicos y ambiguos 105-505 del CERN y MADRID.

Fig. III.17, 18. Distribuciones de Energía residual (respecto al sistema $\Lambda^0 K^+ \pi^-$) frente a momento residual para los sucesos únicos 105 y ambiguos dobles 105-505 de las muestras del CERN (fig. 17) y Madrid (Fig. 18). La línea recta continua corresponde a los sucesos 505 y la parábola a los sucesos 105.

Fig. III.19,20,21,22,23,24. Distribuciones del cuadrado de la masa que retrocede al sistema $K^+ \pi^-$ frente al cuadrado de la masa residual (respecto al sistema

- $\Lambda^0 K^+ \pi^-$) para los sucesos siguientes:
- . sucesos únicos 105 del CERN (fig. 19)
 - . sucesos únicos 105 de Madrid (fig. 20)
 - . sucesos ambiguos dobles 105-505 del CERN (fig. 21)
 - . sucesos ambiguos dobles 105-505 de Madrid (fig. 22)
 - . sucesos únicos y ambiguos 105-505 del CERN (fig. 23)
 - . sucesos únicos y ambiguos 105-505 de Madrid (fig. 24)

Fig. III.25. Distribución del cuadrado de la masa que retrocede al sistema $(K^+ \pi^-)$ para el conjunto de los sucesos únicos 105, únicos 505 y ambiguos dobles 105-505. (Muestras del CERN y MADRID por separado). La línea continua muestra el resultado del ajuste mediante dos distribuciones Breit-Wigner mas un fondo polinómico.

Fig. III.26. Distribución de la variable $M' = P_{res} \cos 45^\circ - E_{res} \sin 45^\circ$ para los sucesos de MADRID ambiguos dobles 105-505. Distribuciones de probabilidad como hipótesis 105, como hipótesis 505, del error en la medida del cuadrado de la masa residual (ΔM_{res}^2), y del coseno del ángulo que forman el momento del γ y el del Ξ^0 en el sistema en reposo del Ξ^0 , para los sucesos anteriores que cumplen $M' > 0.052$.

Fig. III.27. Distribuciones del cuadrado de la masa residual (al sistema $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$) y del momento residual para los ambiguos 105-505 de Madrid con $M' > 0.052$ considerados como sucesos $K^- p \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^-$.

Fig. III.28. Distribuciones del cuadrado de la masa residual (al sistema $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$) para los sucesos únicos 108M del CERN y Madrid.

Distribución de masa residual al cuadrado (respecto al sistema $\Lambda^0 K^+ \pi^-$) para los sucesos únicos del CERN y Madrid conjuntamente. La línea continua muestra el resultado del ajuste mediante un polinomio de tercer grado.

Fig. III.29. Distribución de probabilidad como hipótesis 105 para los sucesos ambiguos dobles 105 - 105M de MADRID.

Fig. III.30. Distribución de probabilidad como hipótesis 10/11 frente a probabilidad como hipótesis 510/511 para los sucesos ambiguos dobles 10/11 - 510/511 de las muestras del CERN y MADRID conjuntamente.

Figs. III.31,32. Energía residual (respecto al sistema $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$) frente al momento residual para los sucesos seleccionados de los cuatro laboratorios de la hipótesis 108 (fig. 31) y para los sucesos de la hipótesis 10/11 (fig. 32).

Fig. III.33. Energía residual (respecto al sistema $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$) frente al momento residual y distribución de masa residual para los sucesos 108M. La línea continua corresponde a la masa del K^0 .

Fig. III.34. Energía residual (respecto al sistema $\Lambda^0 K^+ \pi^-$) frente al momento residual para los sucesos 108 únicos.

Fig. III.35. Cuadrado de la masa residual (al sistema $\Lambda^0 K^+ \pi^-$) para los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ (10/11) y $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ (108). La línea curva continua describe la distribución para los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$.

Fig. III.36. Distribuciones de masa efectiva $K^+ \pi^-$ y de la masa que retrocede al sistema $K^+ \pi^-$ para los sucesos $\Lambda^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ con el cuadrado masa residual respecto al sistema $\Lambda^0 K^+ \pi^-$ positivo.

Fig. III.37. Distribución del cuadrado de la masa residual al sistema $\Lambda^0 K^+ \pi^-$ para los sucesos únicos $\Lambda^0(K^0)\pi^+\pi^-$.

Fig. III.38. Cuadrado de la masa residual (respecto al sistema $\Lambda^0 K^+ \pi^-$) frente al cuadrado del momento de la partícula positiva. Sucesos únicos $\Lambda^0(K^0)\pi^+\pi^-$ con $M_{\text{res}}^2 \geq 0$.

Fig. III.39. Distribuciones del cuadrado del módulo de la partícula positiva para los sucesos ambiguos dobles 108-105 y ambiguos dobles 108-105M.

Fig. III.40 y 41. Cuadrado de la masa residual (respecto al sistema $\Lambda^0 K^+ \pi^-$) frente al momento del Λ^0 en el sistema centro de masas de la masa residual para los sucesos de los canales $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ y $\Lambda^0(K^0)\pi^+\pi^-$ con M_{res}^2 positiva (fig. 40) y para los mismos sucesos con las restricciones $P_{K^+} \geq 750$ MeV y $M_{\text{res}}^2 \geq 0.04$ GeV² (fig. 41). Las líneas continuas son las curvas
$$P_A = \frac{m_{\Lambda^0}^2 - \Lambda^2}{2\Lambda}$$
 descritas en el texto (III.3.3).

Fig. III.42 y 43. Distribuciones de probabilidad como hipótesis 109 frente a probabilidad como hipótesis 106 (fig. 42) o 107 (fig. 43) para los sucesos ambiguos dobles 109 - 106 y 109 - 107 del CERN y Madrid conjuntamente.

Fig. III.44. Distribuciones de la diferencia $\alpha_1 - \alpha_2$ (109) entre las fracciones de sucesos 109 en las regiones 1 y 2 (ver III.3.1) del diagrama de Prob 109 frente a Prob 106 (o 107) para los sucesos ambiguos dobles 109 - 106 y 109 - 107 del CERN y Madrid conjuntamente.

Fig. III.45. Distribución del cuadrado de la masa residual para el conjunto de los sucesos únicos 109, únicos 209 y ambiguos dobles 109-209 de Madrid y del CERN. La

línea continua corresponde al ajuste mediante dos funciones de Breit-Wigner centradas en las masas correspondientes al Λ^0 y Σ^0 .
Distribución de la variable $E_{\text{res}}(106) + E_{\text{res}}(107)$ (ver III.3.4) para los sucesos ambiguos triples 109-106-107 de Madrid y del CERN. La línea continua muestra el resultado del ajuste mediante dos gaussianas centradas en 0. y .06 GeV.

Fig. III.46. Distribuciones de pesos y sus valores medios para los sucesos seleccionados en los cuatro canales de interés.

Fig. III.47. Distribuciones de probabilidad asociada al χ^2 del ajuste cinemático del vértice principal para los sucesos seleccionados en los cuatro canales de interés.

Fig. III.48. Distribuciones de masa de la partícula extraña no vista y sus valores medios para los sucesos seleccionados de los canales $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$, $\Lambda^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ y $(\Lambda^0) K^0 \pi^+ \pi^-$.

Fig. III.49. Energía residual (respecto al sistema $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$) frente al momento residual para los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0 \pi^0$ y para los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$. La parábola en línea continua corresponde a la masa del π^0 .

Fig. III.50. Energía residual (respecto al sistema $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$) frente al momento residual para los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ (partículas neutras). La parábola en línea continua corresponde a la masa del π^0 .

Fig. III.51. Cuadrado de la masa residual (respecto al sistema $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$) frente al cuadrado de la masa que retrocede al sistema $K^0 \pi^+ \pi^-$ para los sucesos $\Sigma^0 \pi^+ \pi^- K^0$.

Fig. III.52. Angulo ϕ en función del ángulo λ (ver III.5.1) para K^0 y Λ^0 , para los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$.

Fig. III.53. Distribuciones del coseno del ángulo que forman la dirección de uno de los productos de desintegración del Λ^0 o del K^0 en el centro de masas del V^0 y la dirección del V^0 en el centro de masas total para los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$.

COORDENADAS X,Y,Z DEL VERTICE PRINCIPAL

---- LIMITES DEL VOLUMEN "INVOL"

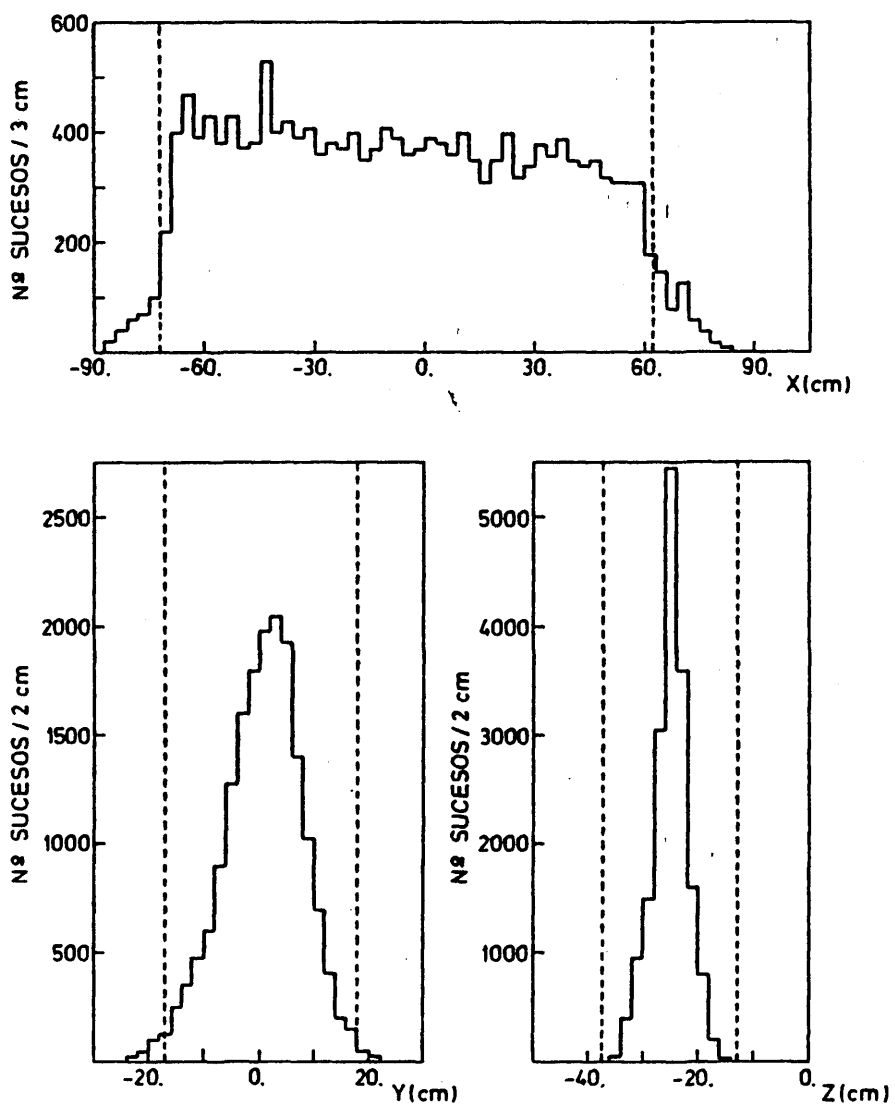


FIG. III.1

DISTRIBUCIONES DE MOMENTO DEL HAZ

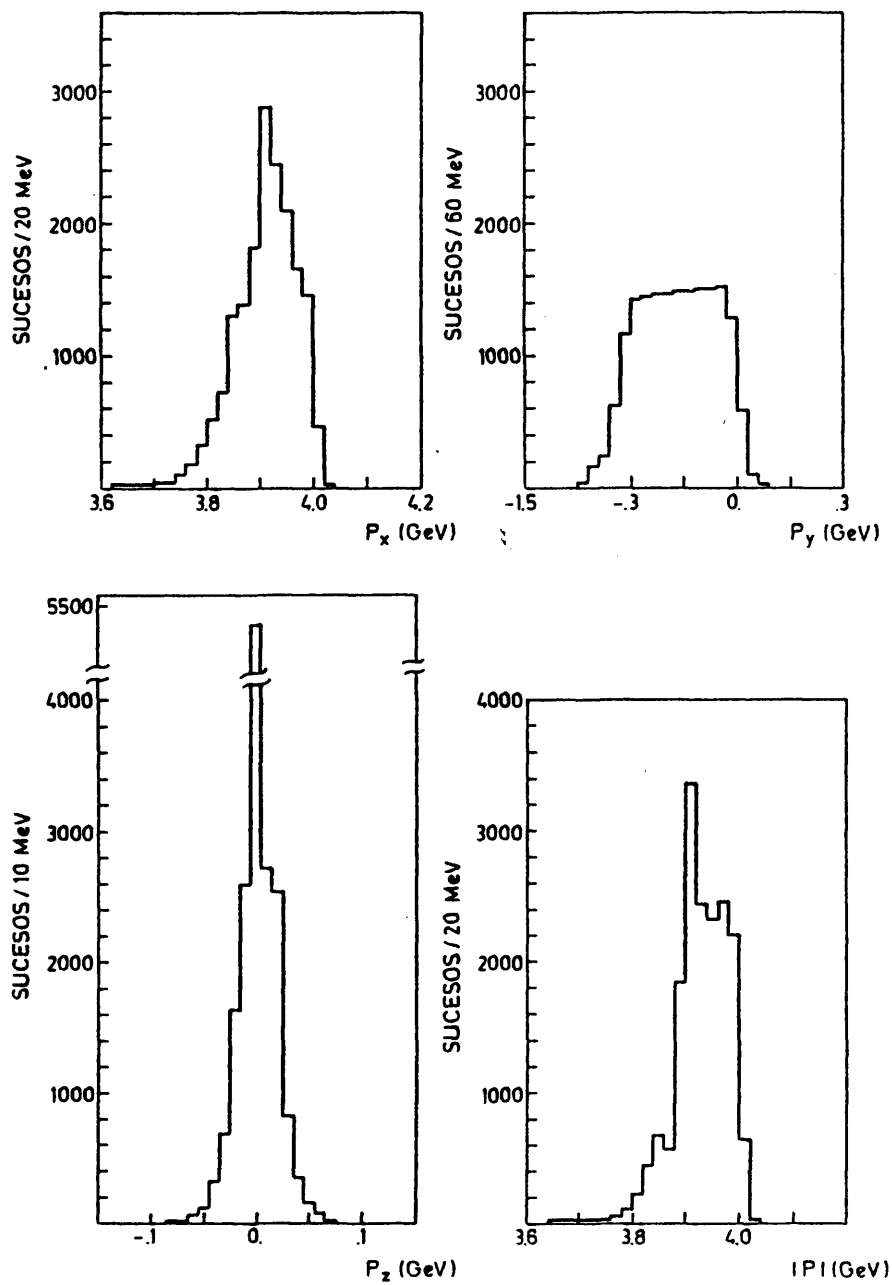


FIG. III-2

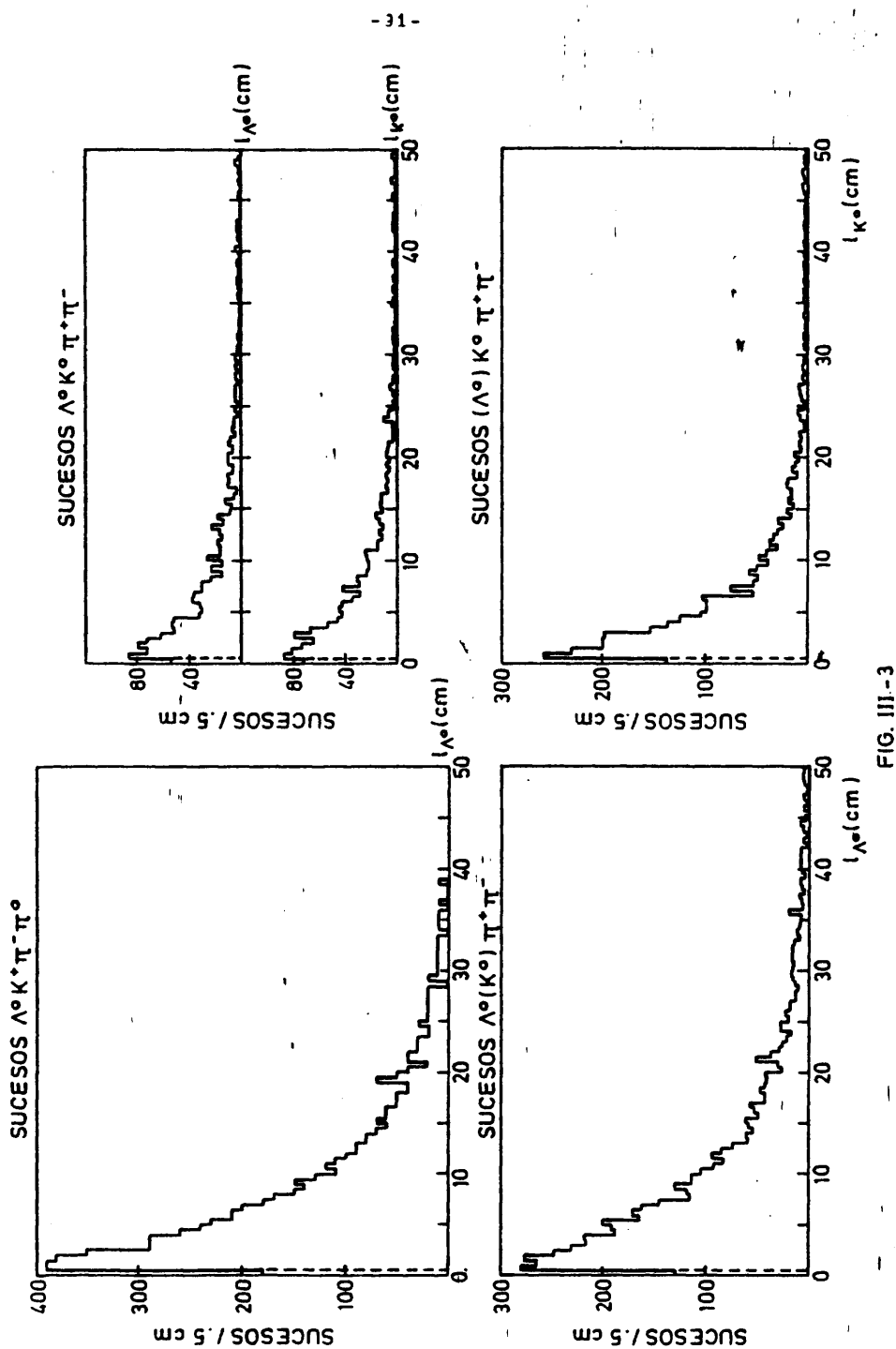
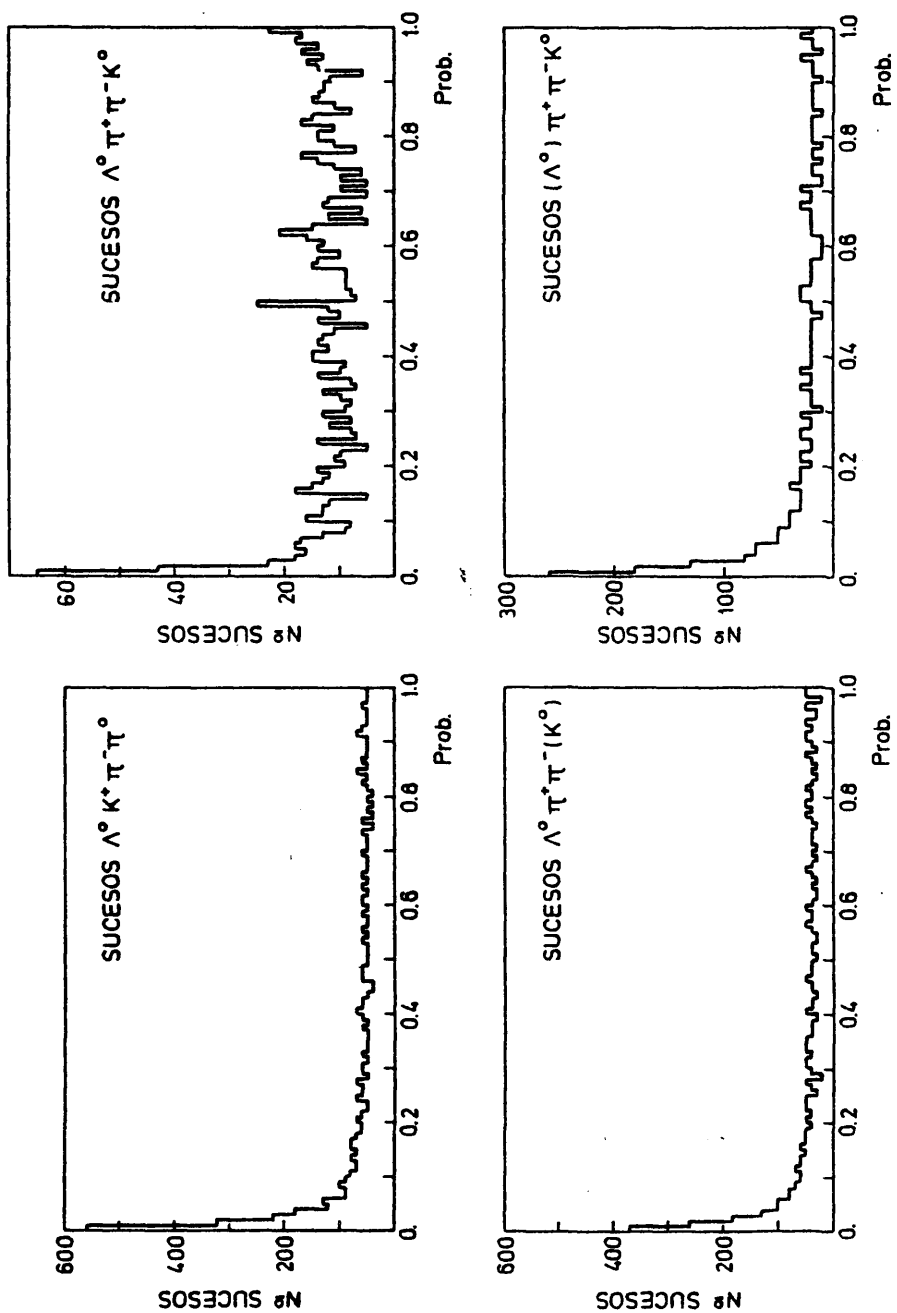


FIG. III.-3

PROBABILIDAD DEL AJUSTE AL VERTICE PRINCIPAL



FI III. 4

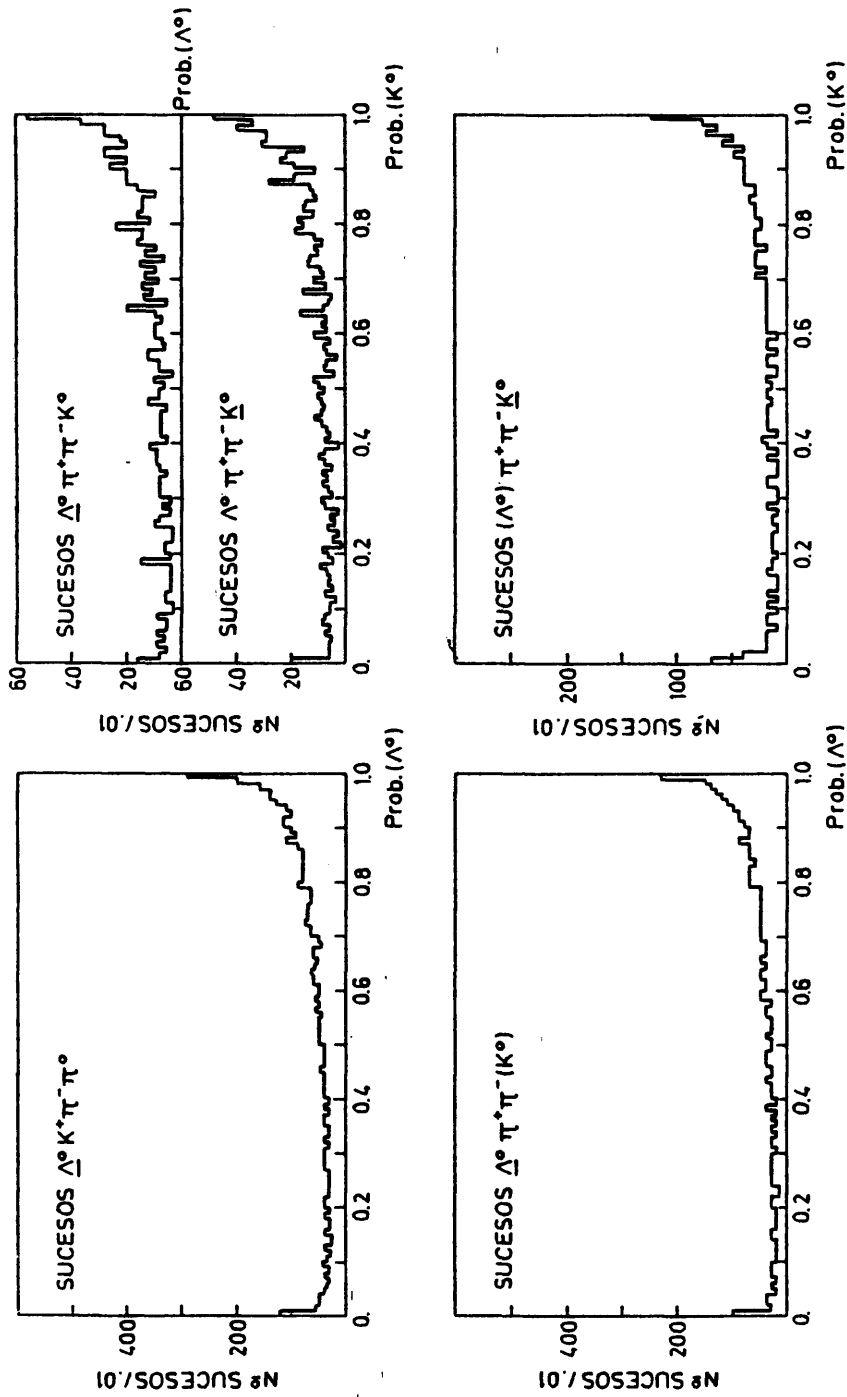


FIG. III-5

PULLS SUCECOS $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$ (MUESTRA DE MADRID)

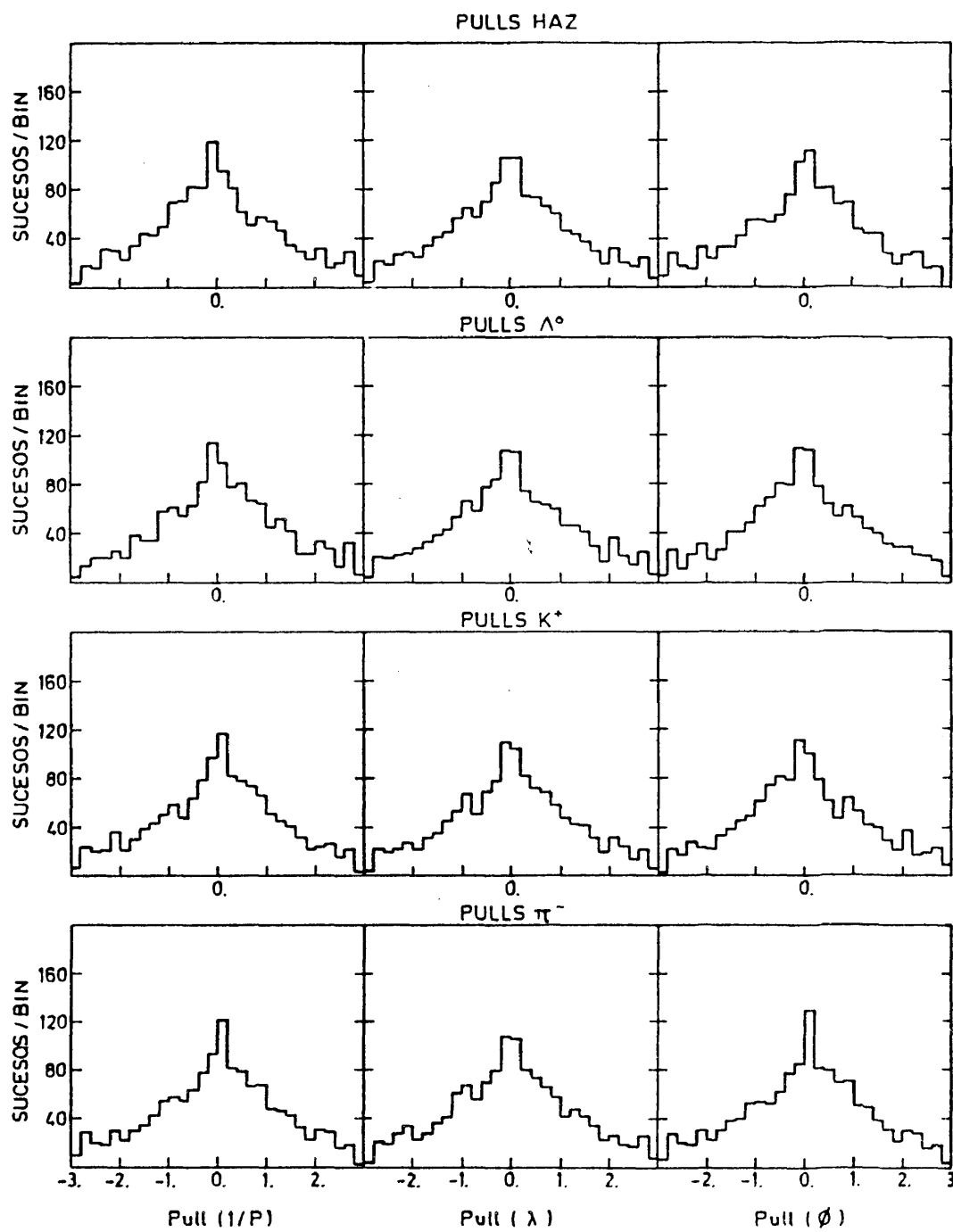


FIG. III - 6

PULLS SUCECOS $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ (MUESTRA DE MADRID)

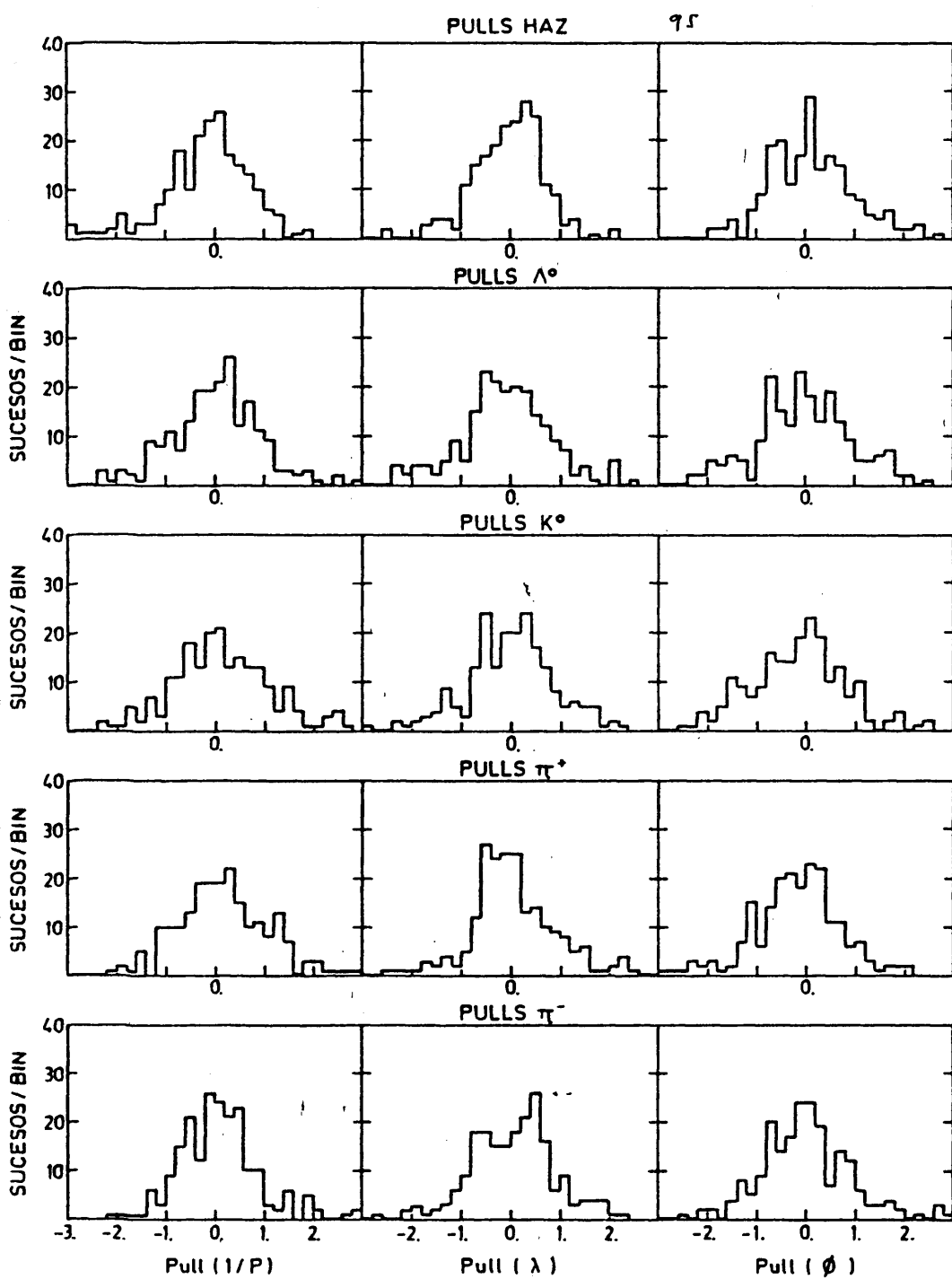


FIG. III-7

PULLS SUCECOS $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)$ (MUESTRA DE MADRID)

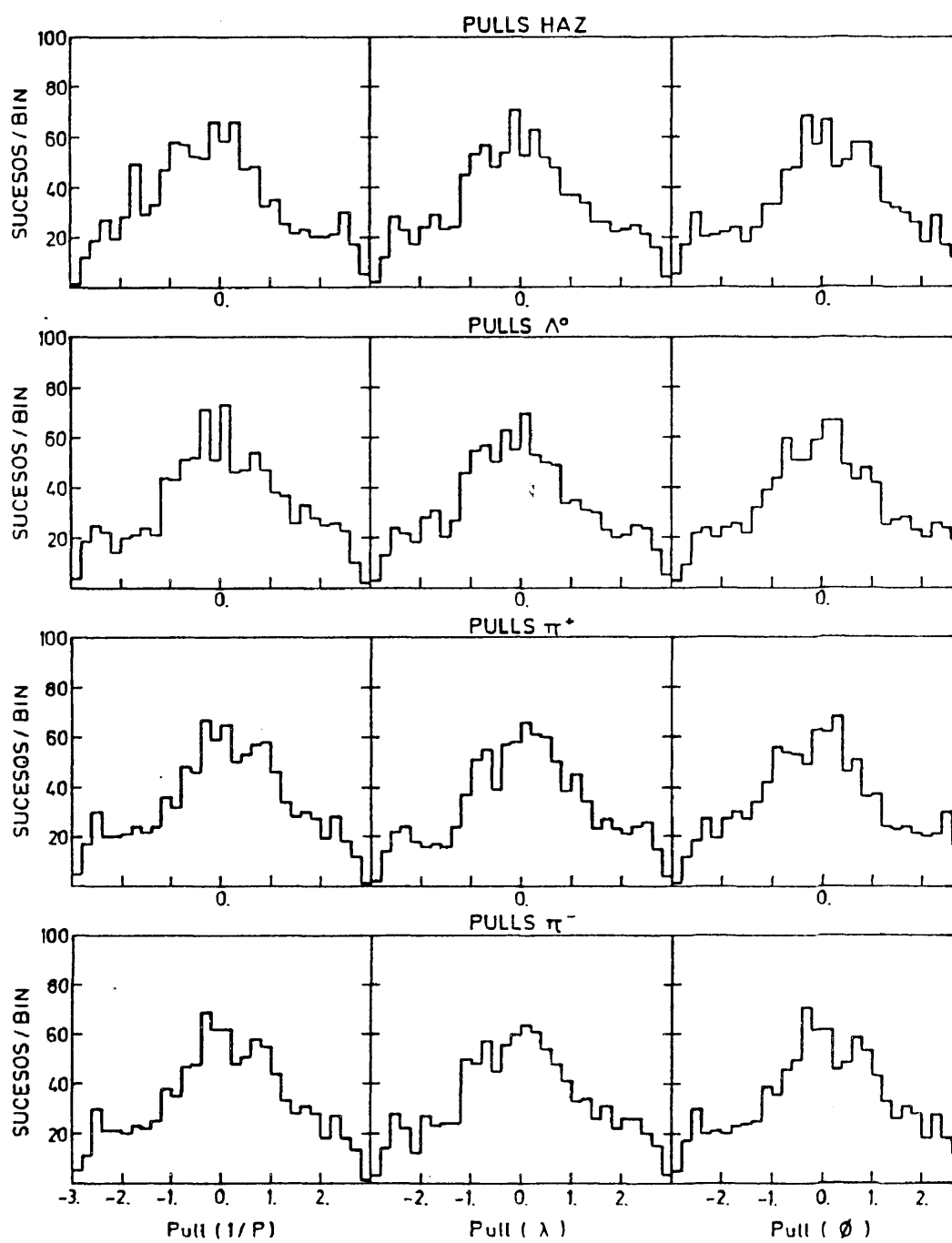


FIG. III - 8

PULLS SUCECOS (Λ^0) $\pi^+\pi^-K^0$ (MUESTRA DE MADRID)

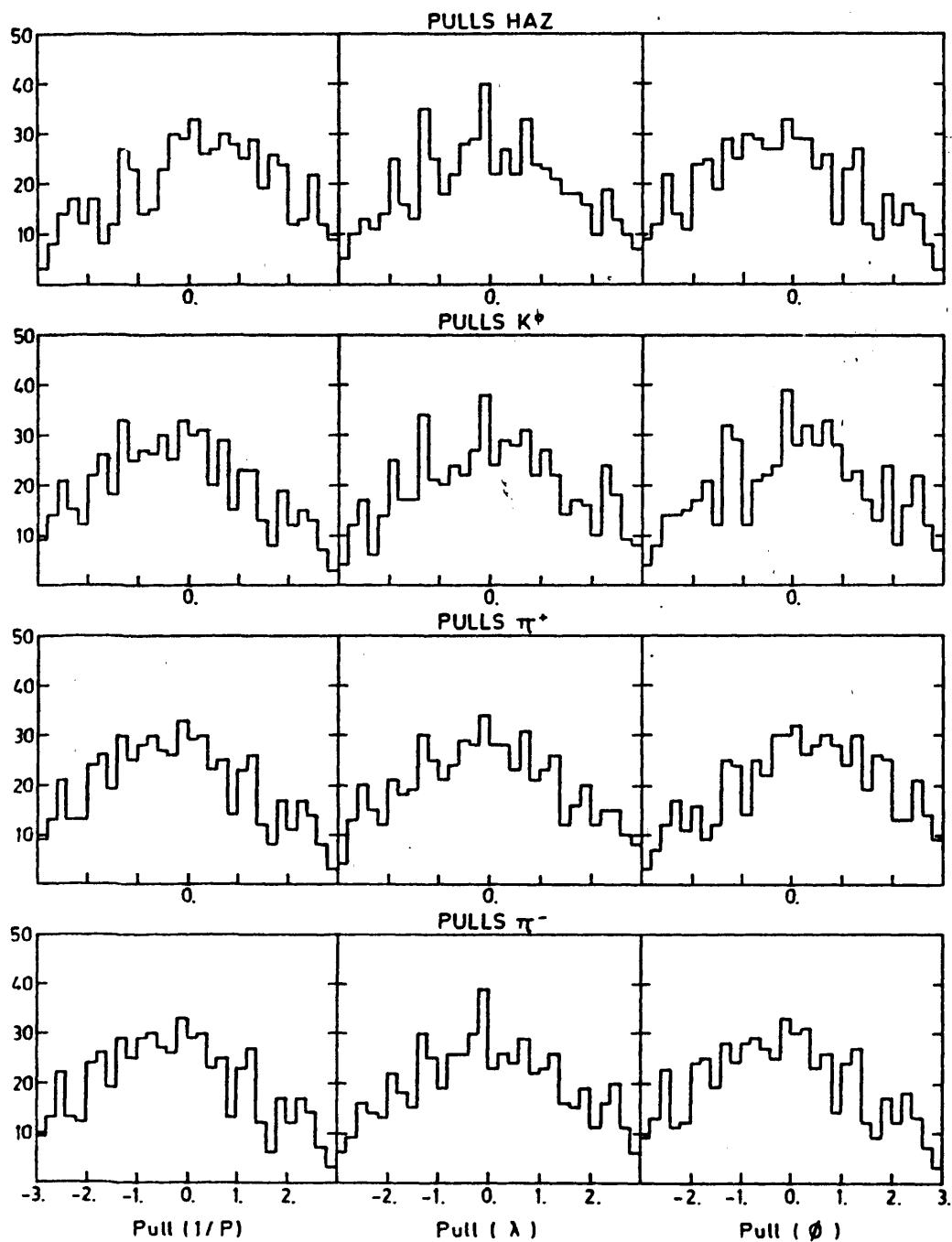


FIG. III-9

DISTRIBUCIONES DE MASA DE LA PARTICULA EXTRAÑA MEDIDA

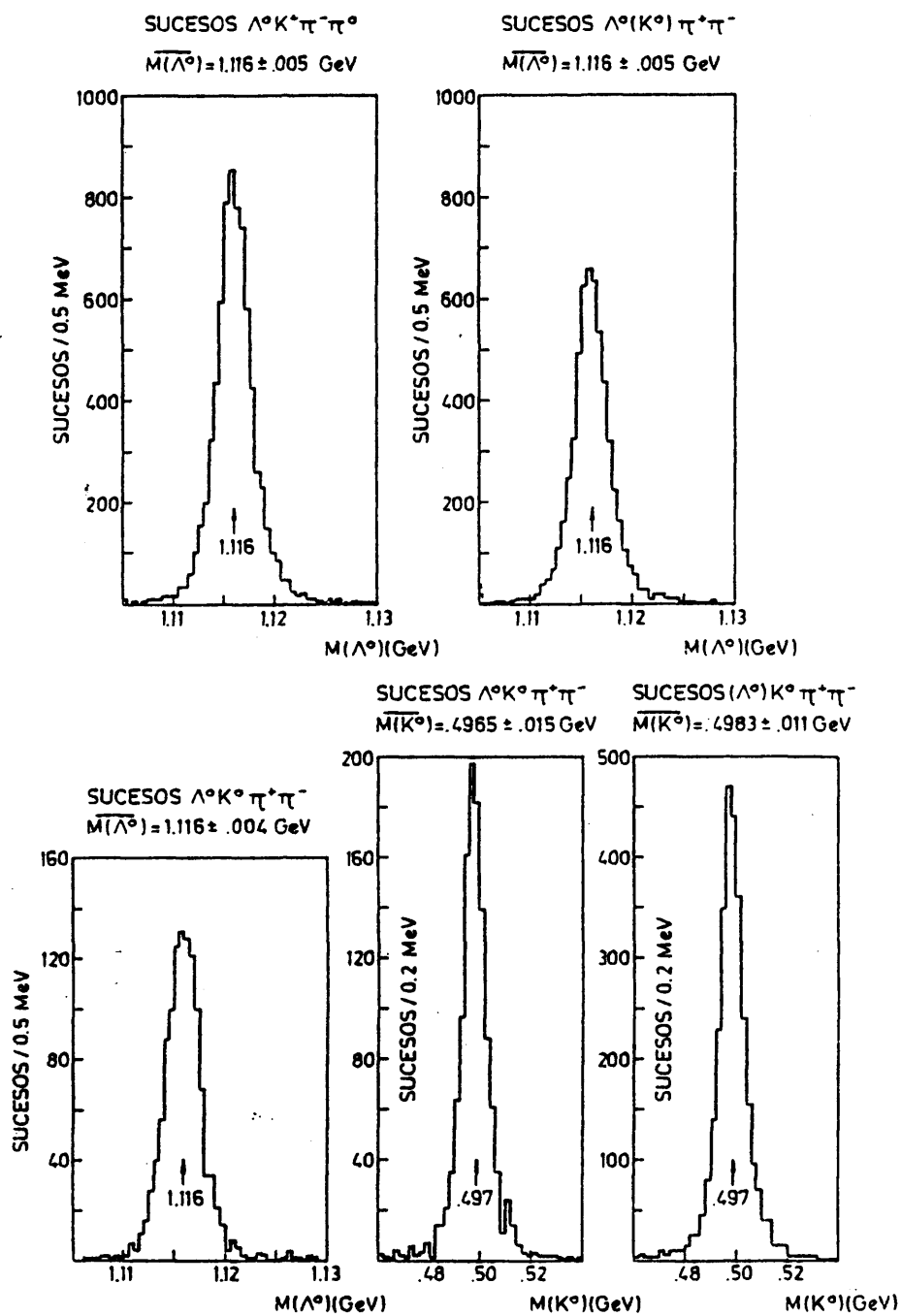


FIG. III-10

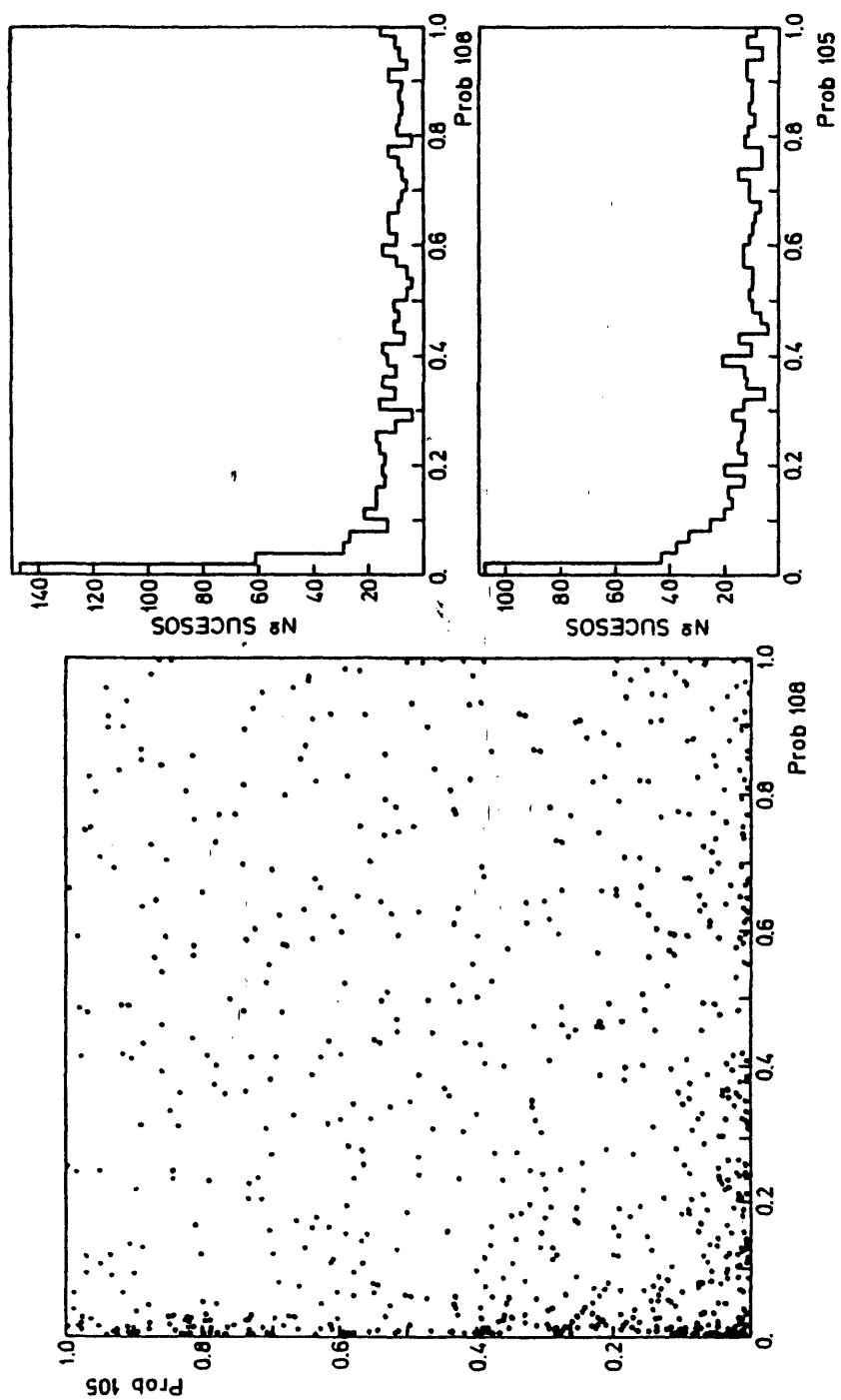


FIG. III. 11

DISTRIBUCIONES DE PROBABILIDAD. SUCESOS AMBIGUOS DOBLES 105-108. MUESTRA DE MADRID

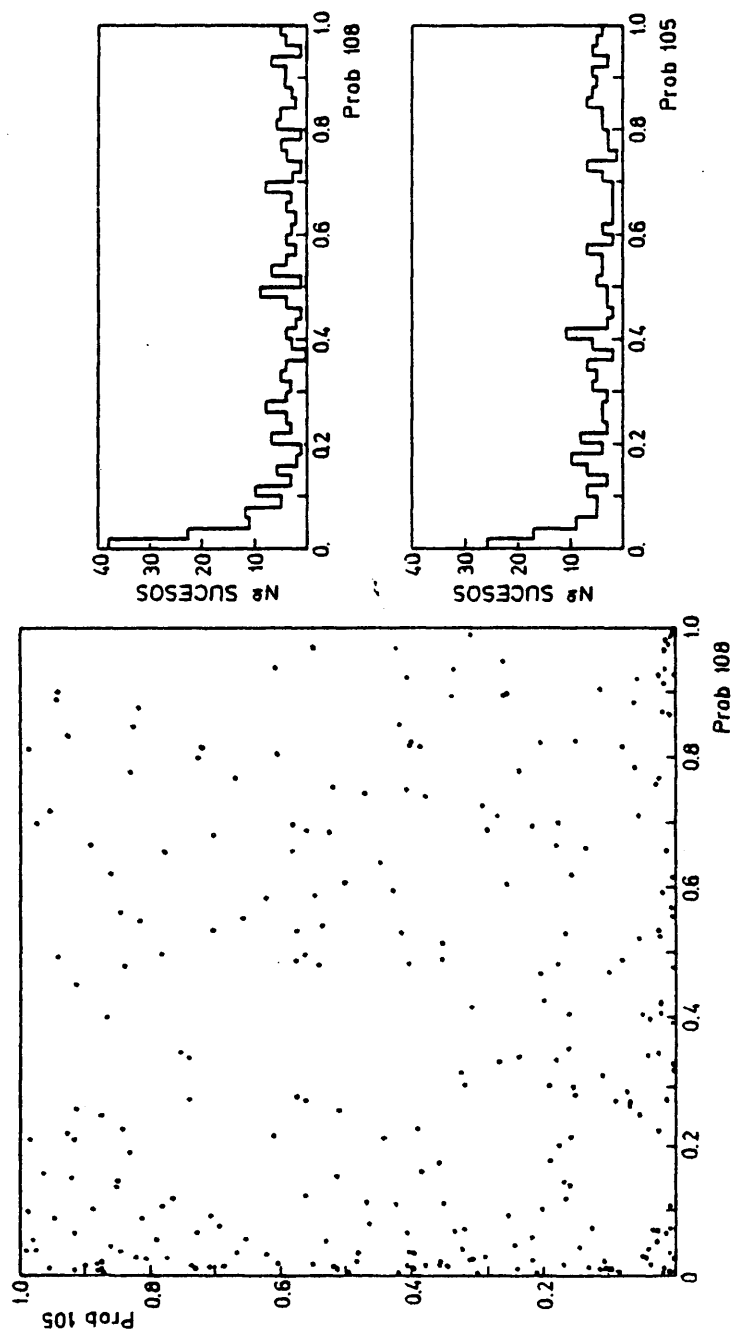
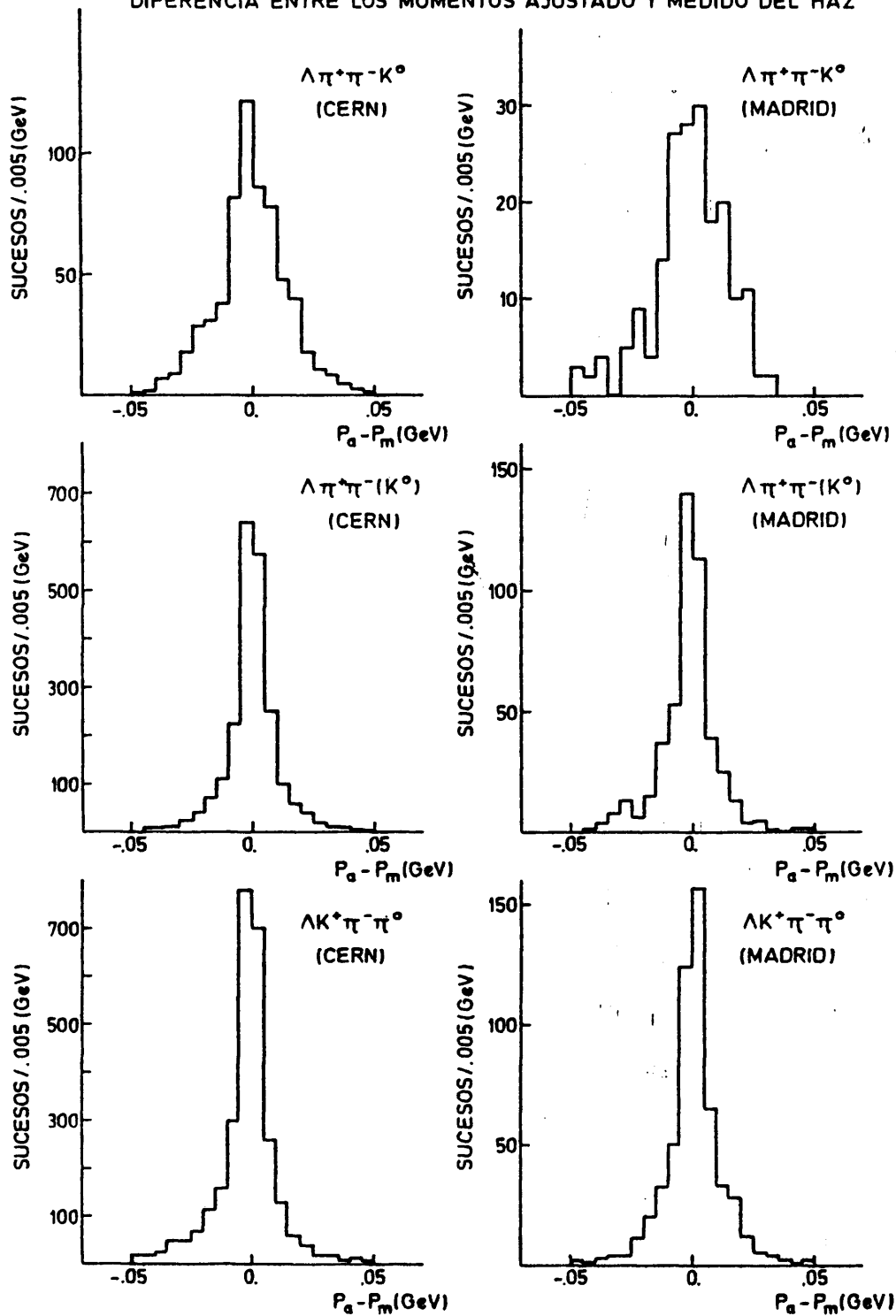


FIG. III. 12

DIFERENCIA ENTRE LOS MOMENTOS AJUSTADO Y MEDIDO DEL HAZ



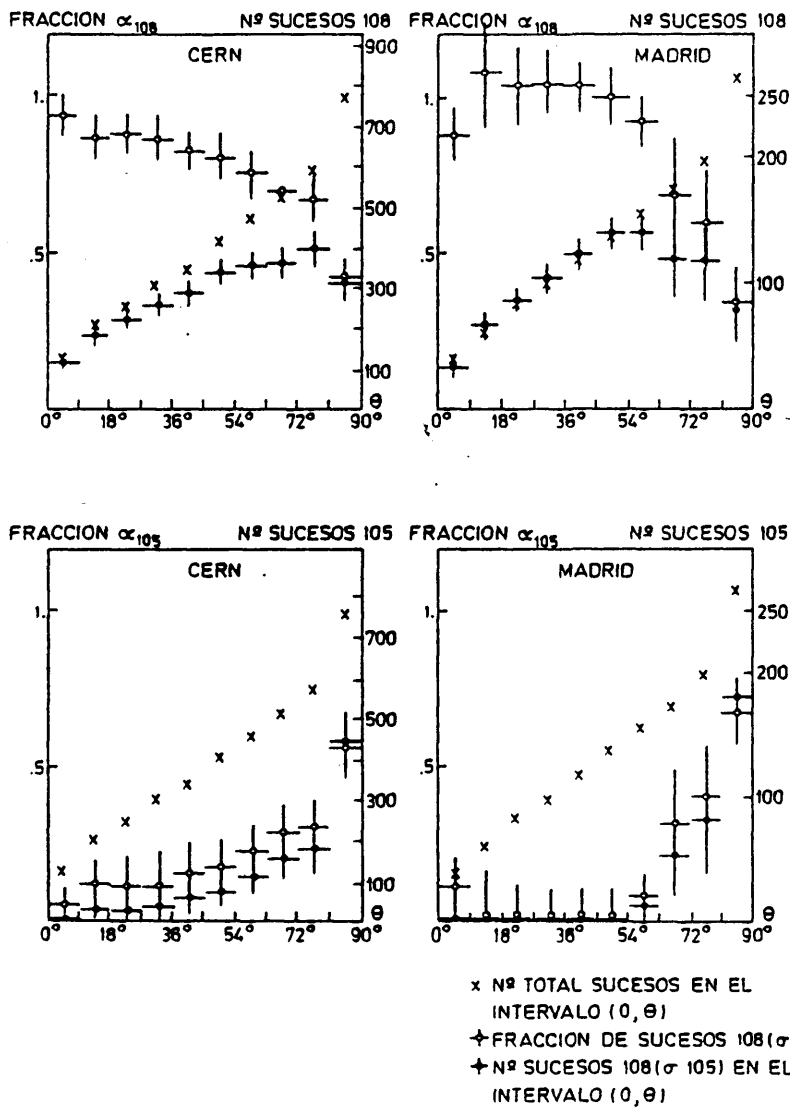
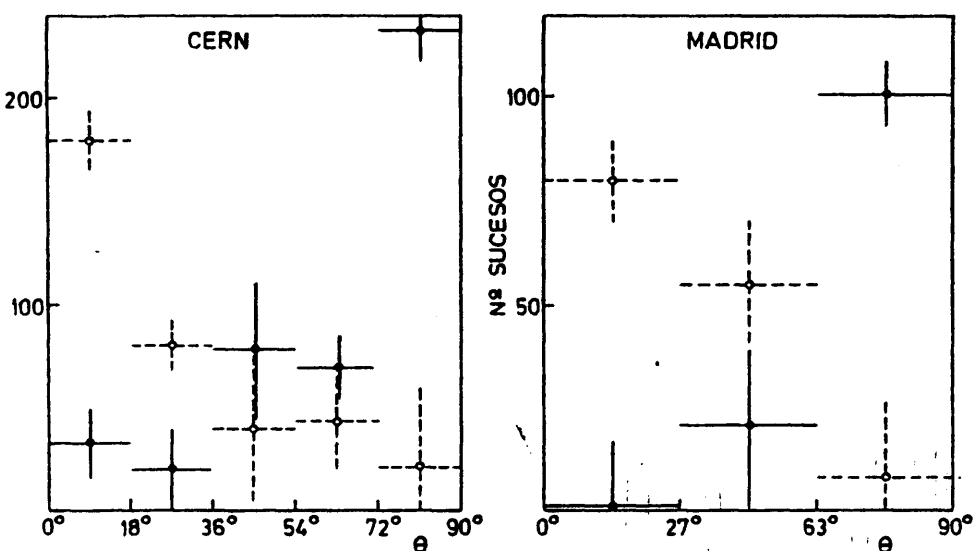
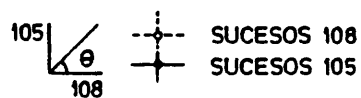


FIG. III. 14

DISTRIBUCIONES DE LOS SUCESOS 108 σ 105 EN INTERVALOS DEL ANGULO θ



DISTRIBUCIONES DE LA DIFERENCIA ENTRE LAS FRACCIONES DE SUCESOS 108 EN LAS REGIONES 1 y 2

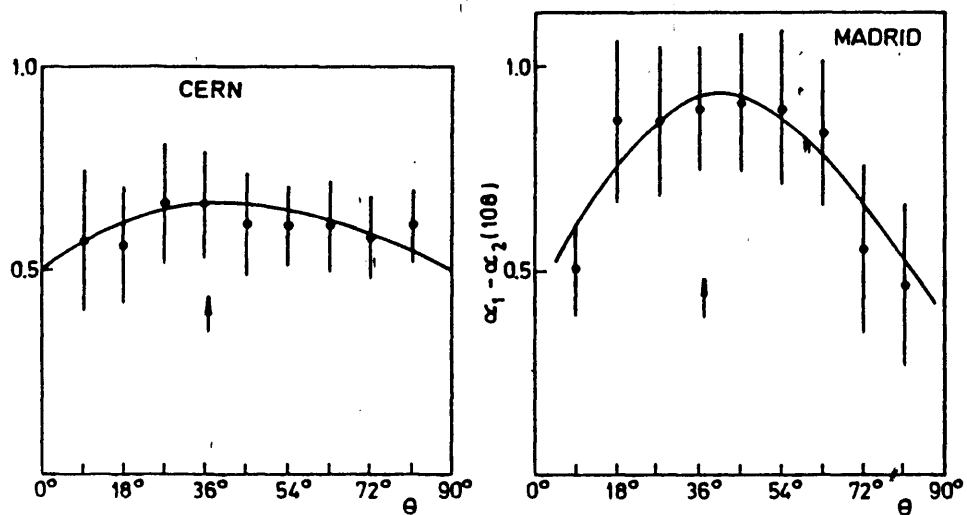


FIG. III. 15

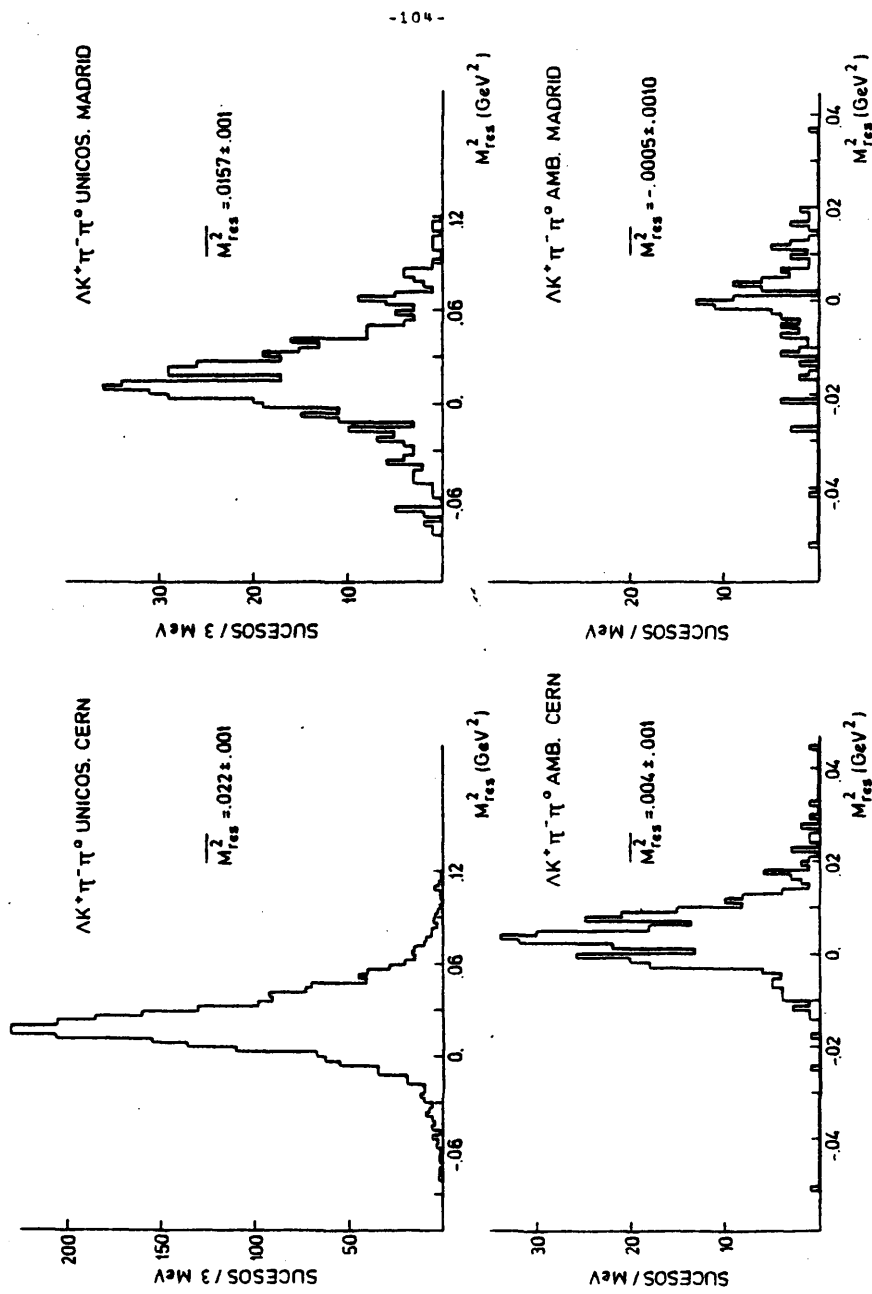
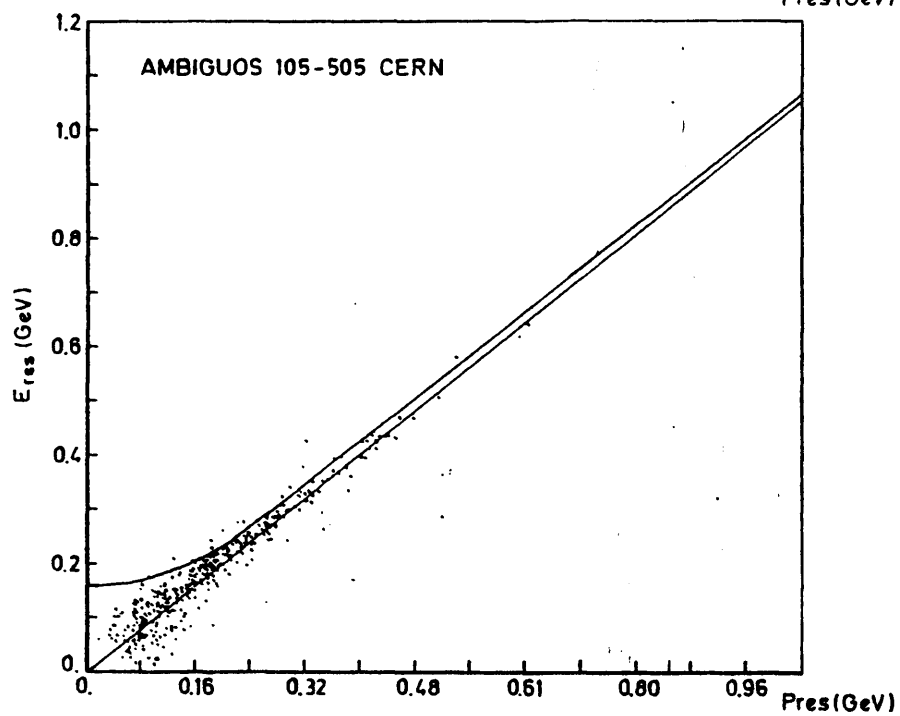
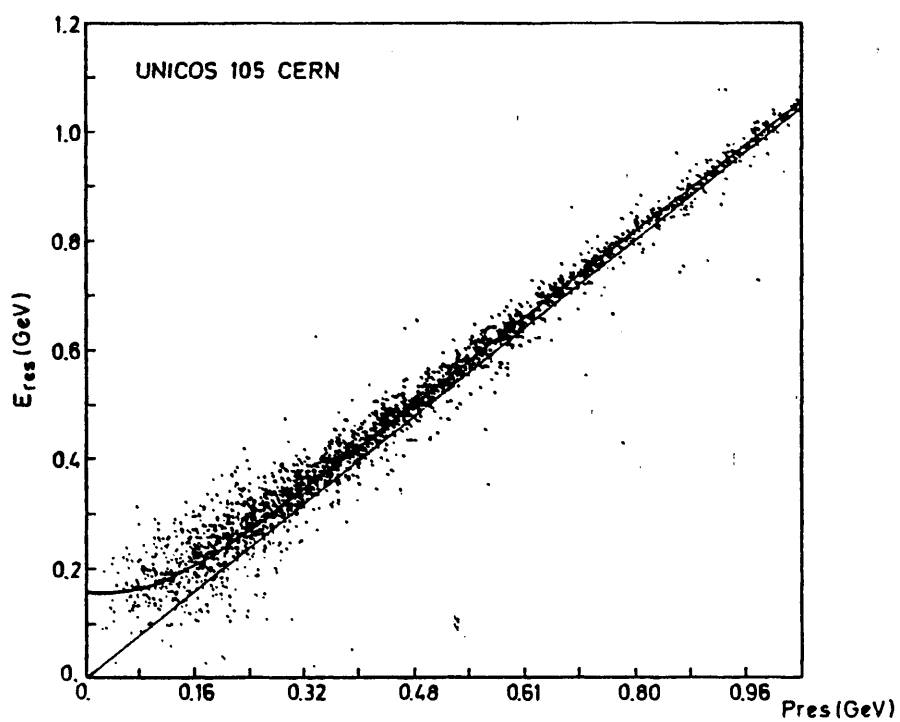


FIG. III. 16

ENERGIA RESIDUAL FRENTE A MOMENTO RESIDUAL



ENERGIA RESIDUAL FRENTE A MOMENTO RESIDUAL

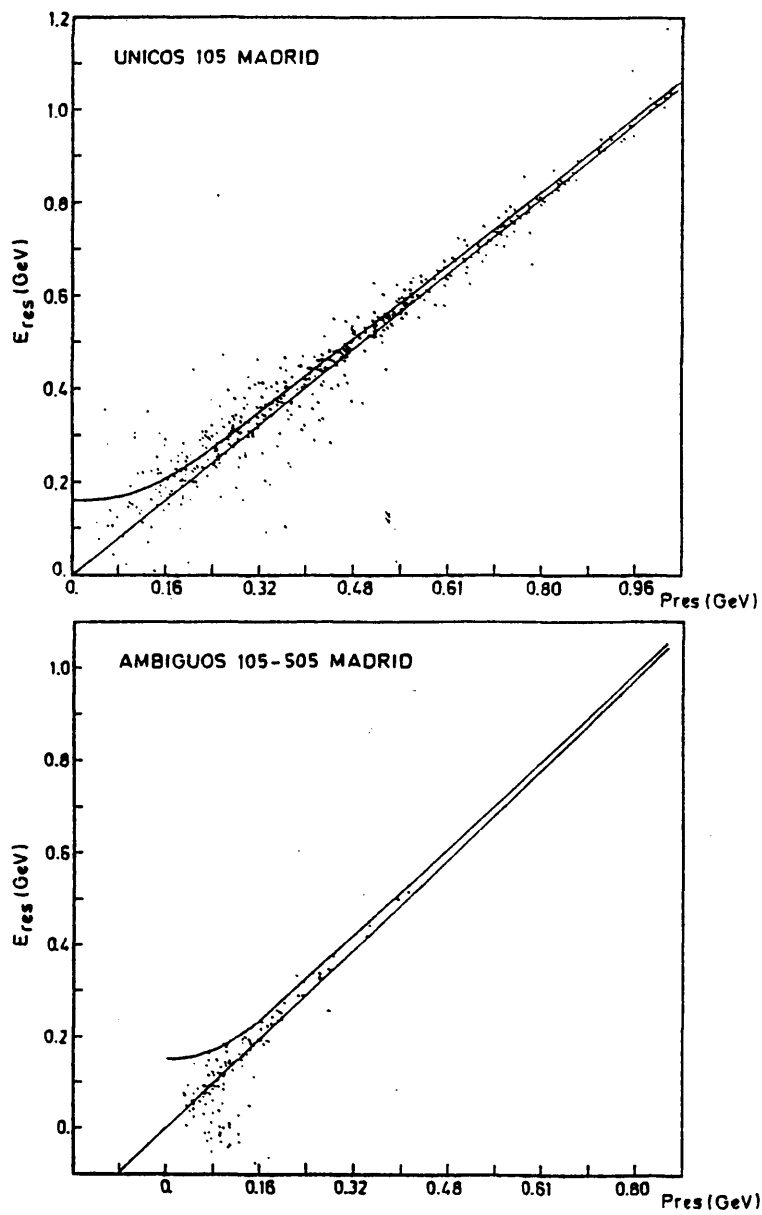


FIG. III-18

CUADRADO DE LA MASA QUE RETROCEDE AL SISTEMA $K^+\pi^-\pi^-$ FRENTE AL CUADRADO DE LA MASA RESIDUAL. SUCECOS UNICOS 105 DEL CERN.

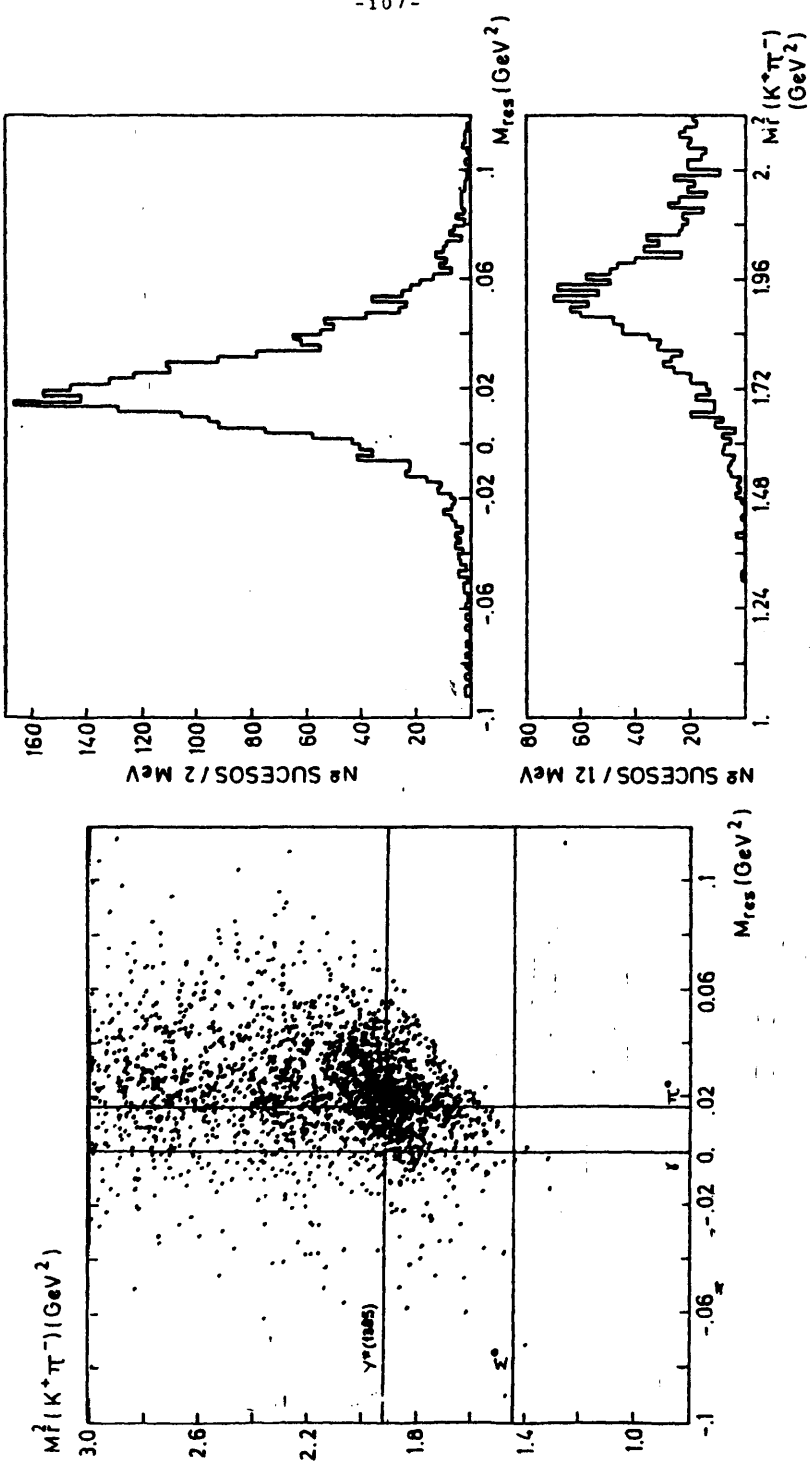


FIG. III -19

CUADRADO DE LA MASA QUE RETROCEDE AL SISTEMA $K^+\pi^-$ FRENTE AL CUADRADO DE LA MASA RESIDUAL. SUCECOS UNICOS 105 DE MADRID.

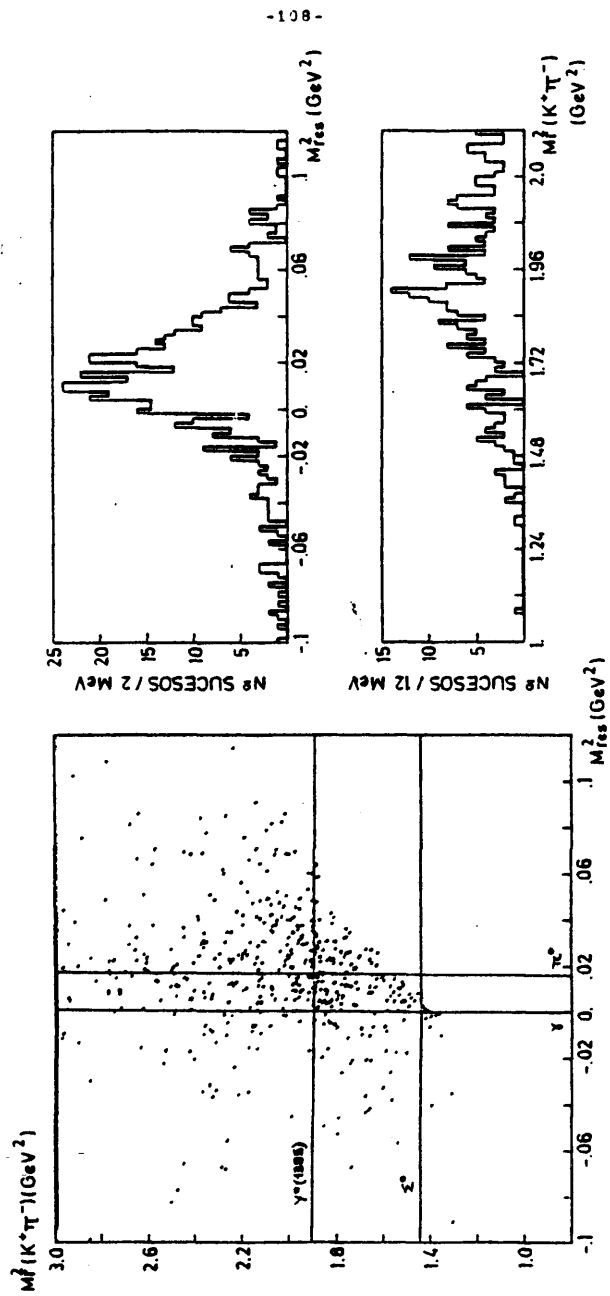


FIG. III-20

CUADRO DE LA MASA QUE RETROCEDE AL SISTEMA $K^+\pi^-\pi^-$ FRENTE AL CUADRO DE LA MASA RESI U
 SUCESOS AMBIGUOS 105-505 DEL CERN.

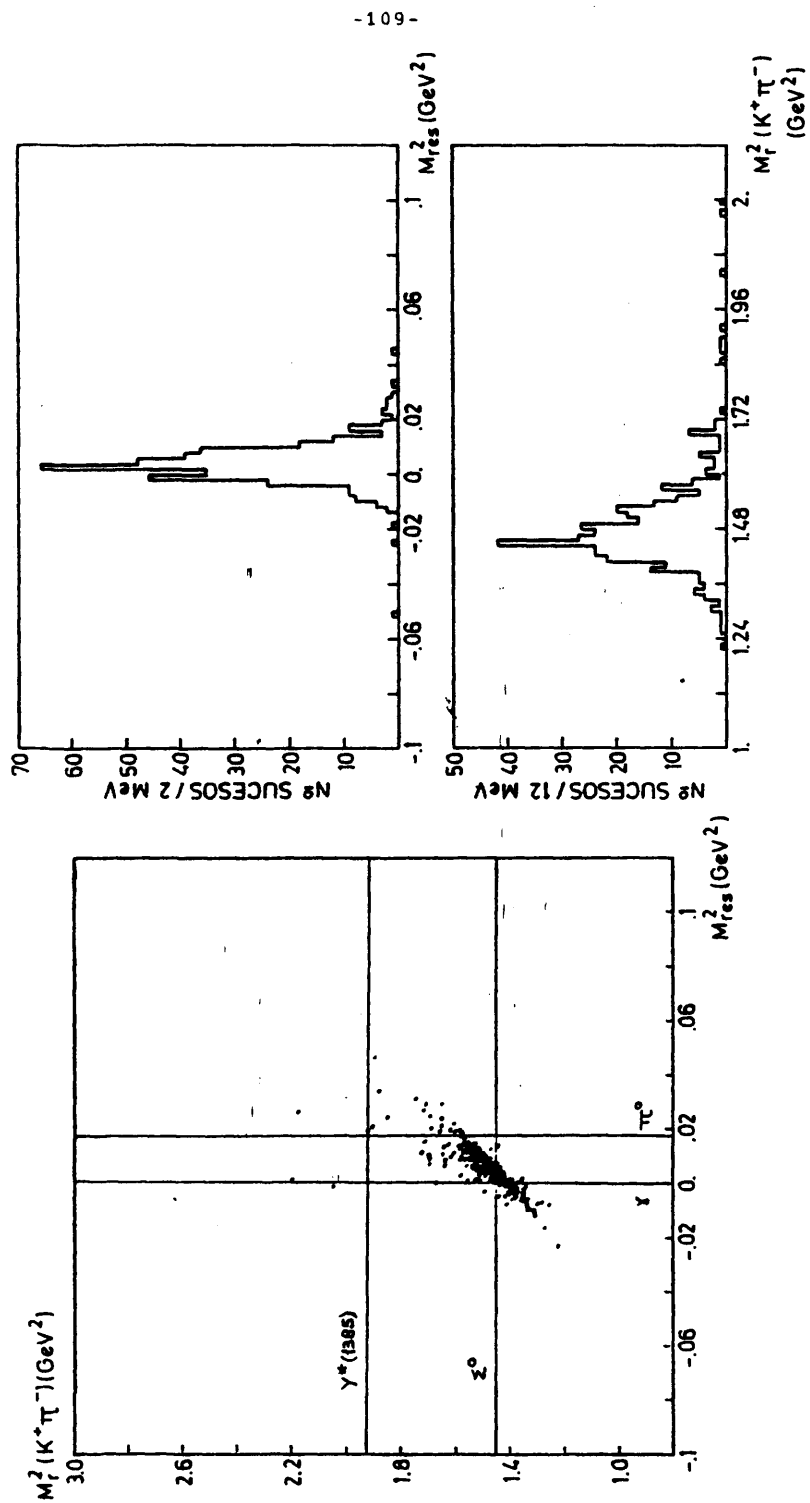


FIG. III-21

CUADRADO DE LA MASA QUE RETROCEDE AL SISTEMA $K^+ \pi^-$ FRENTE AL CUADRADO DE LA MASA RESIDUAL.
 SUCECOS AMBIGUOS 105-505 DE MADRID.

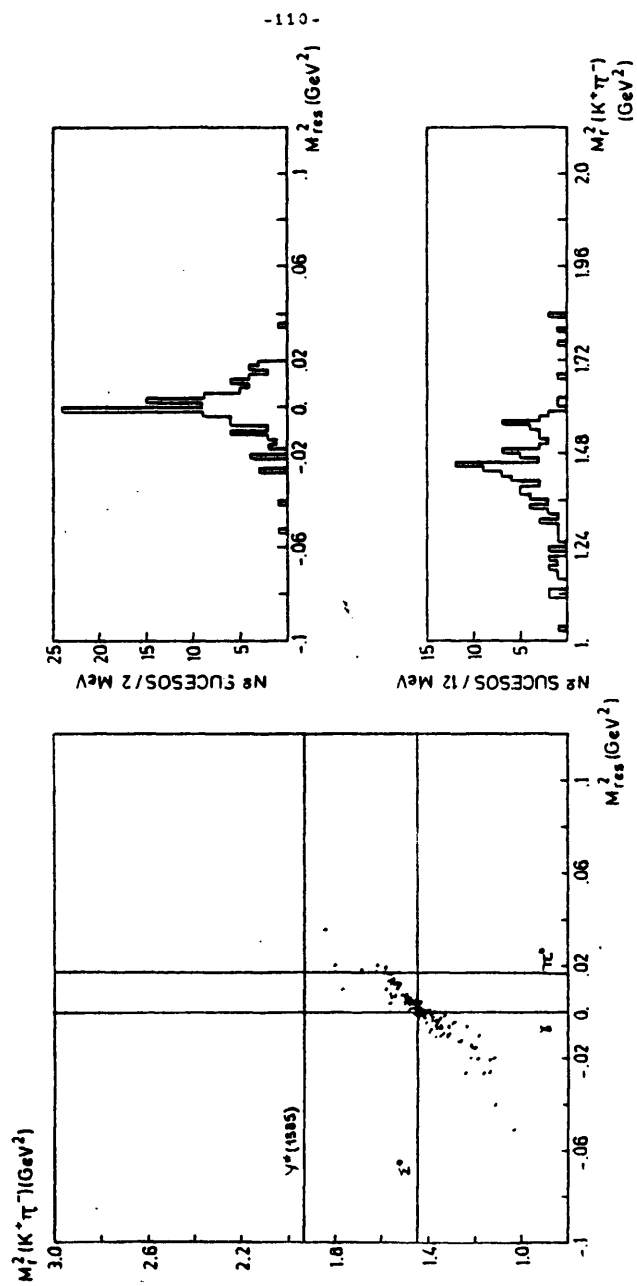


FIG. III - 22

CUADRO DE LA MASA QUE RETROCEDE AL SISTEMA $K^+\pi^-$ FRENTE AL CUADRADO DE LA MASA RESIDUAL
 SUCESOS UNICOS 105 Y AMBIGUOS 105-505 DEL CERN

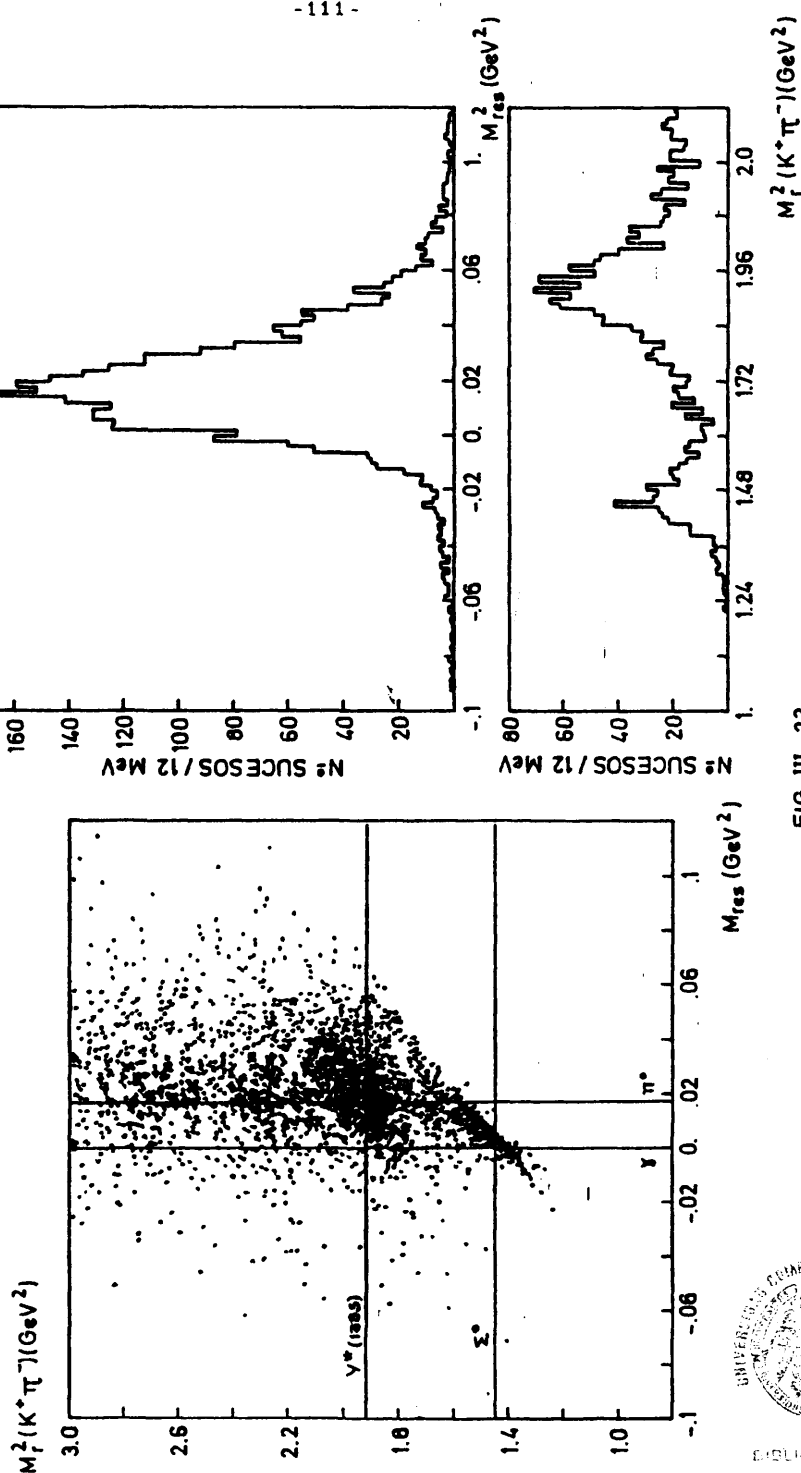


FIG. III-23

CUADRO DE LA MASA QUE RETROCEDE AL SISTEMA $K^+\pi^-\pi^-$ FRENTE AL CUADRO DE LA MASA RESIDUAL.
 SUCECOS UNICOS Y AMBIGUOS 105-505 DE MADRID.

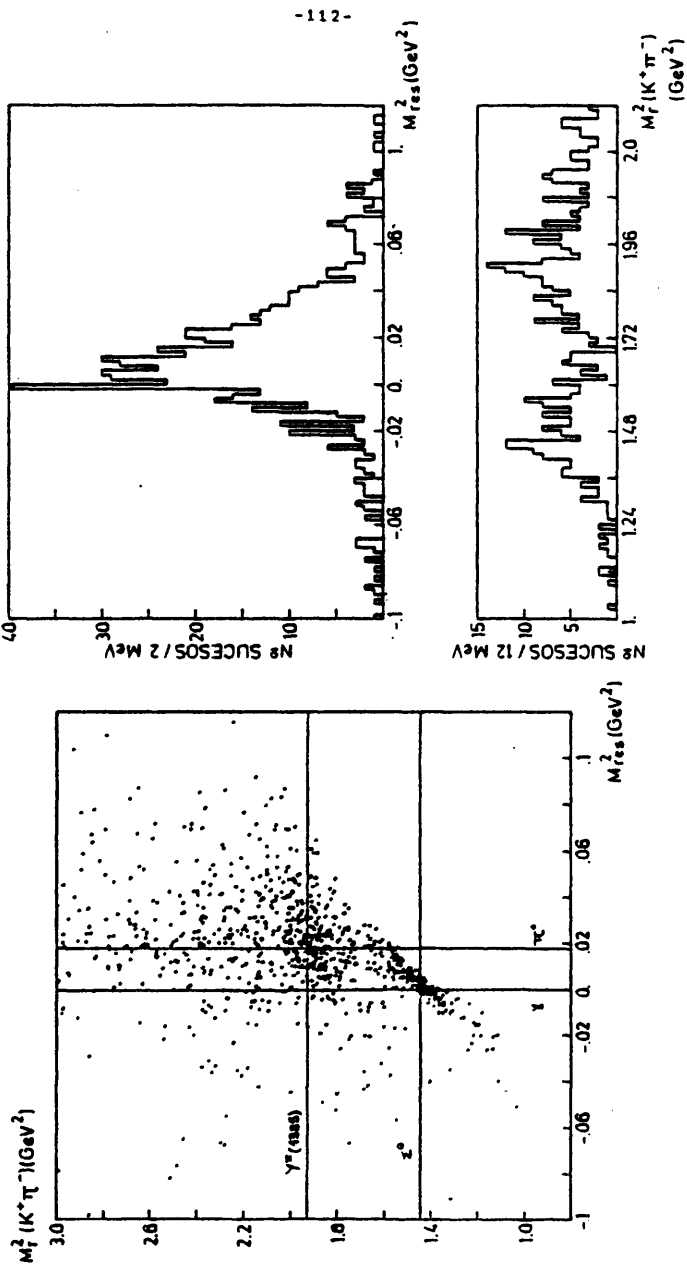


FIG. III-24

DISTRIBUCION DE MASA² QUE RETROCEDE AL SISTEMA ($K^+ \pi^-$)
SUCESOS UNICOS 105, 505 Y AMBIGUOS 105-505)

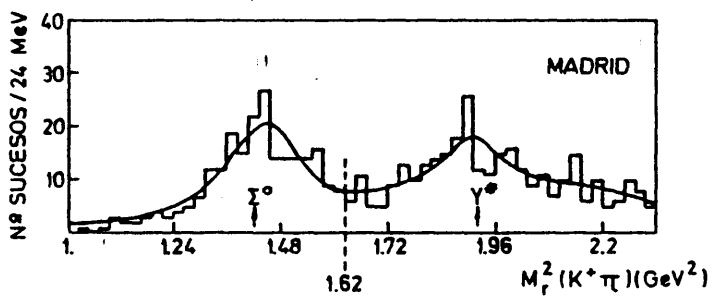
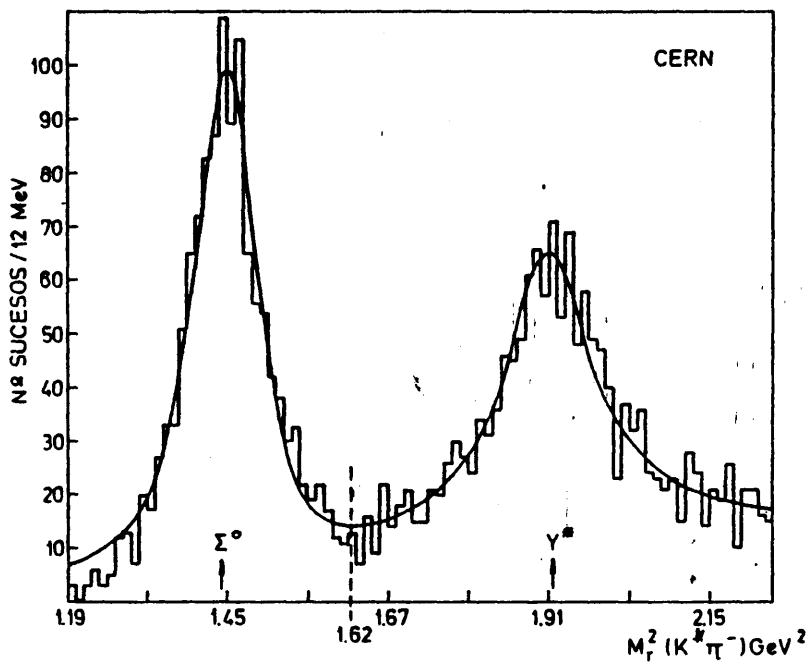


FIG. III. 25

DISTRIBUCION DE LA VARIABLE $M' = P_{\pi^0}$
 $-\cos 45^\circ - E_{\pi^0} \sin 45^\circ$ AMBIGUOS 105-505
 DE MADRID

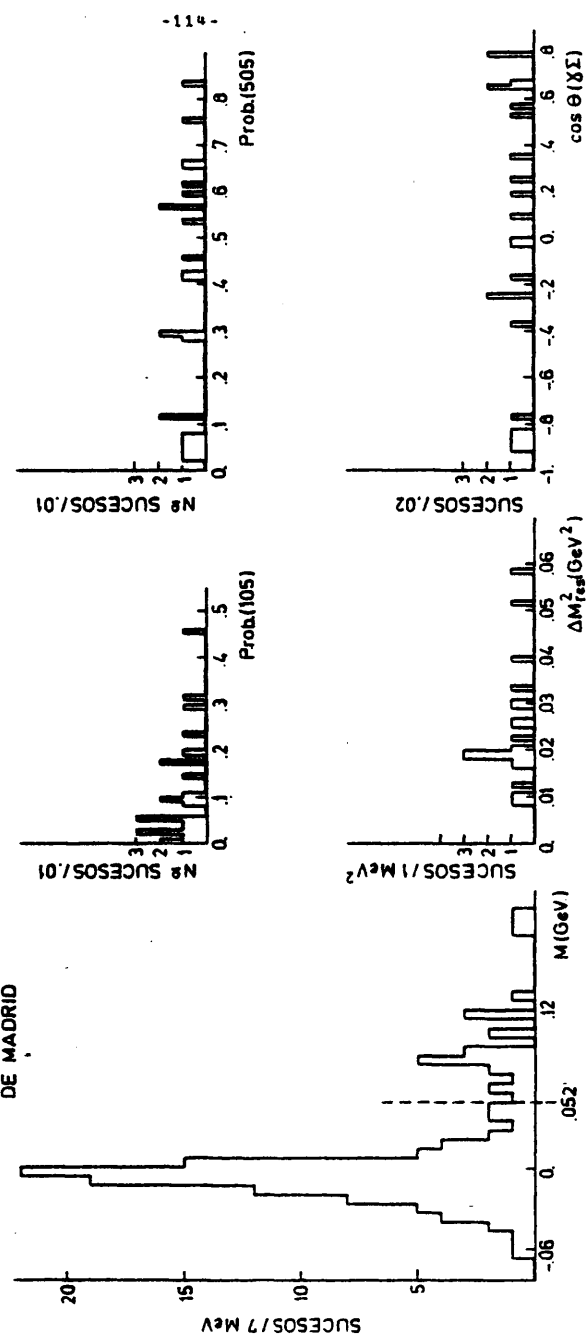


FIG. III. 26

DISTRIBUCIONES DE MASA, MOMENTO RESIDUAL PARA LOS AMBIGUOS 105-505
 DE MADRID CON $M' > 0.052$ CONSIDERADOS COMO SUCECOS $K^- p \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^-$

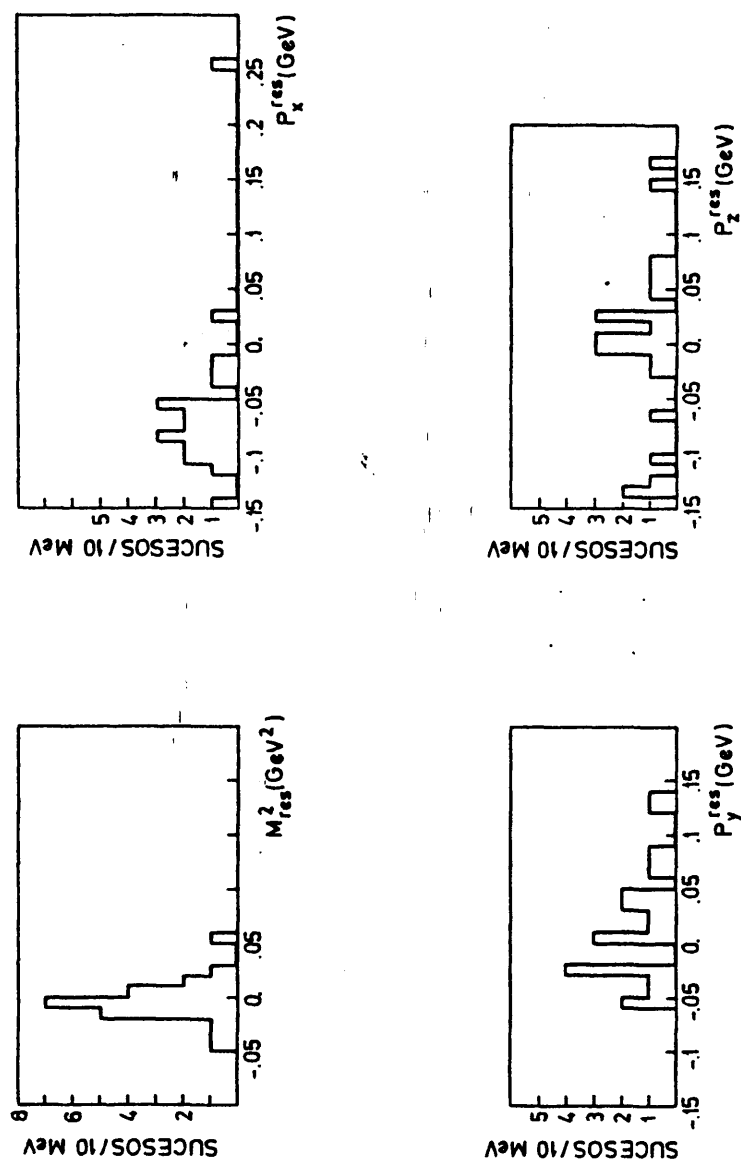
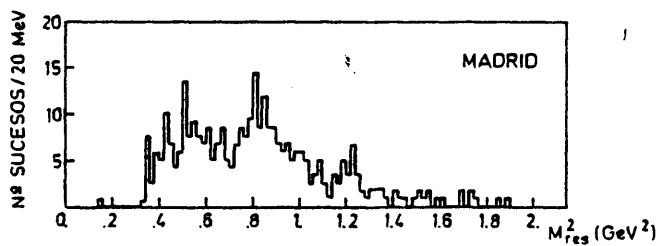
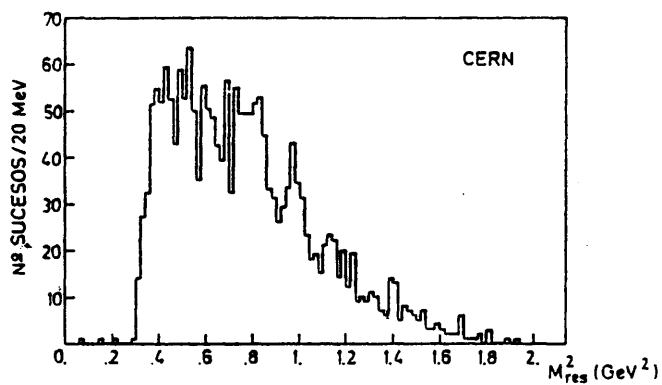


FIG. III. 27

DISTRIBUCIONES DEL CUADRADO DE LA MASA
RESIDUAL PARA LOS SUCESOS 108 M UNICOS



MASA RESIDUAL AL CUADRADO (SUPONIENDO
QUE LA PARTICULA POSITIVA ES UN K^+). SUCESOS 108 M UNICOS

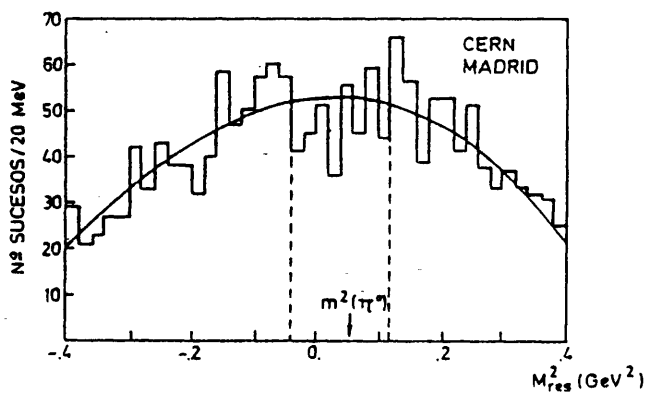


FIG. III - 28

DISTRIBUCION DE PROBABILIDAD 105 PARA
LOS AMBIGUOS 105-105 M DE MADRID

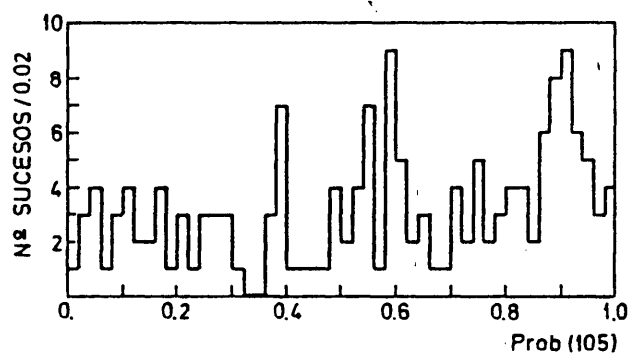


FIG. III. 29

DISTRIBUCIONES DE PROBABILIDAD. SUCECOS AMBIGUOS DOBLES 10/11 - 510/511. MUESTRAS DE MADRID Y DEL CERN

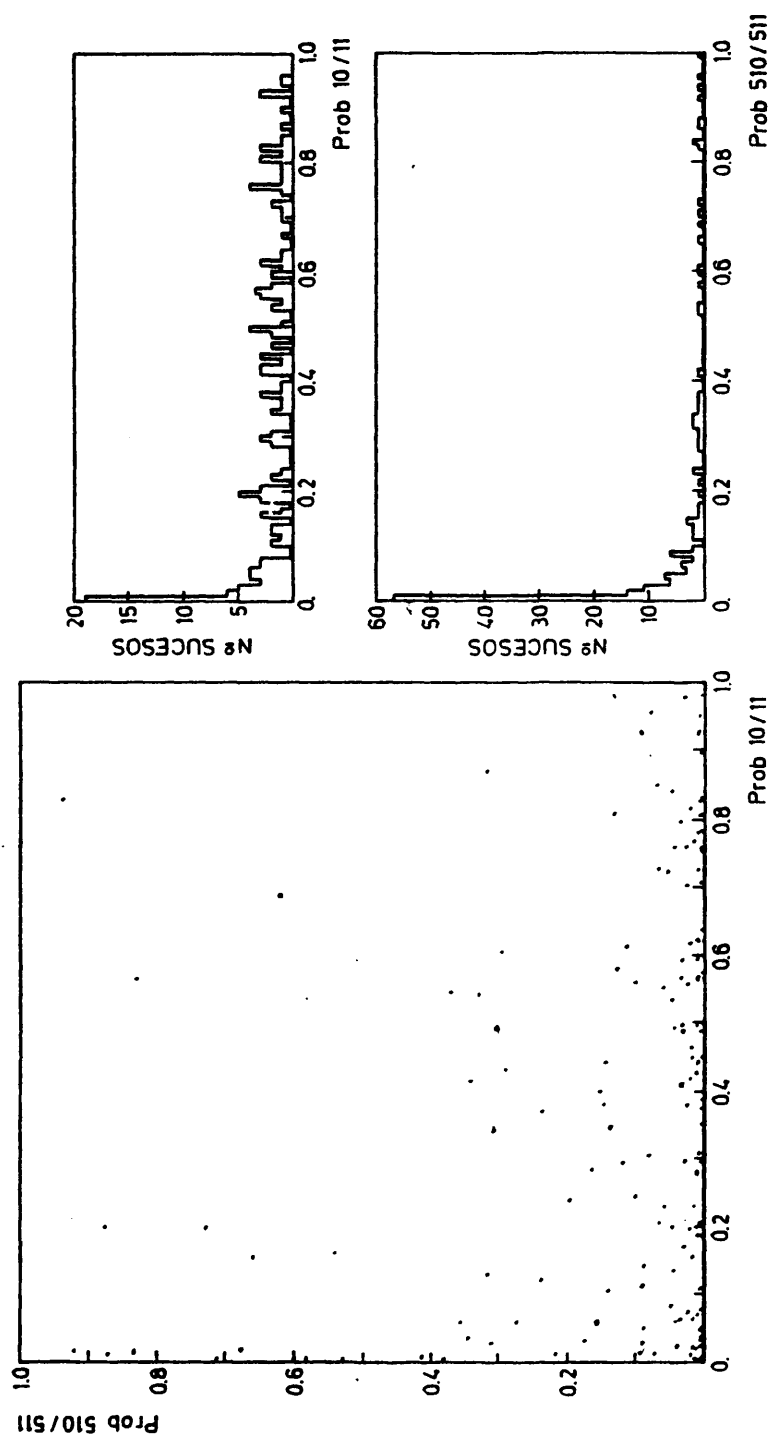


FIG. III-30

ENERGIA RESIDUAL FRENTE AL MOMENTO RESIDUAL (RESPECTO AL SISTEMA $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$)

SUCESOS HIPOTESIS 108

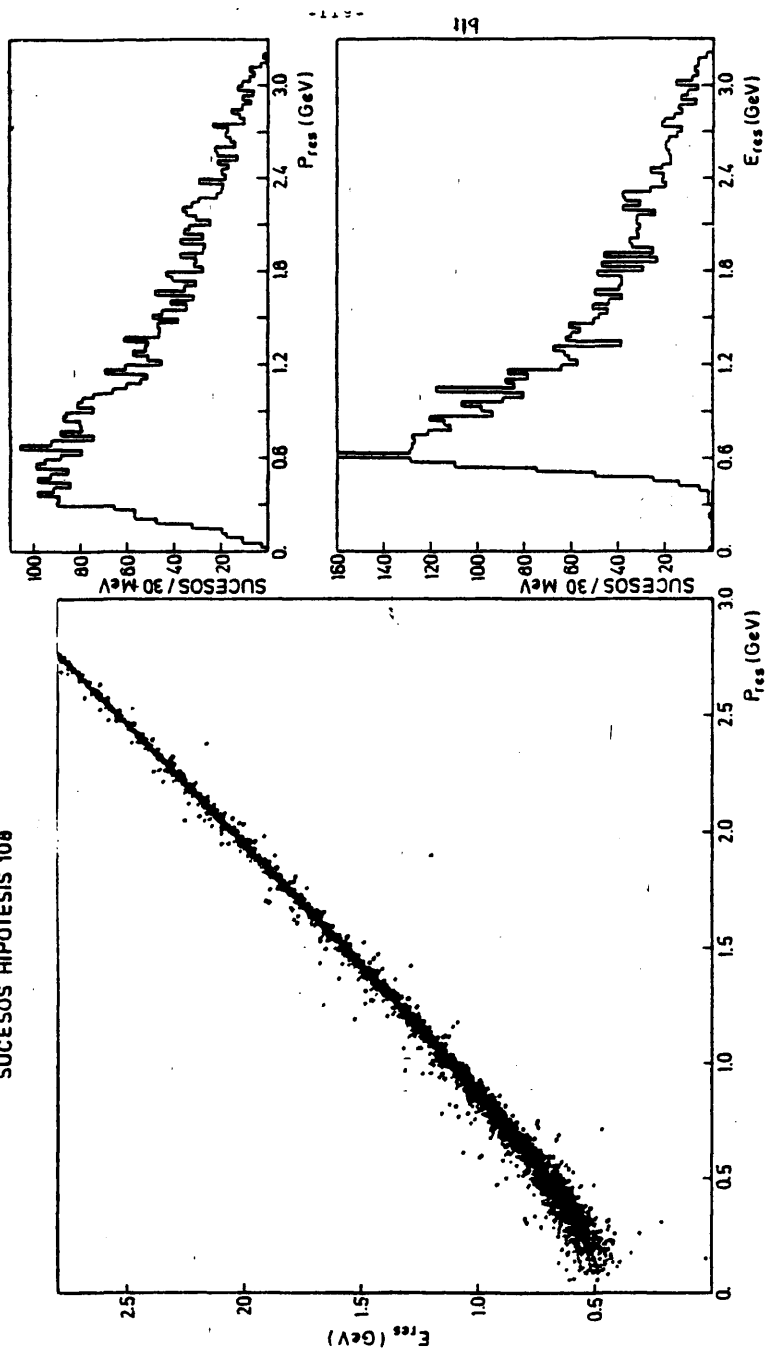


FIG. III-31

120. ENERGIA RESIDUAL FRENTE AL MOMENTO RESIDUAL (RESPECTO AL SISTEMA $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$)

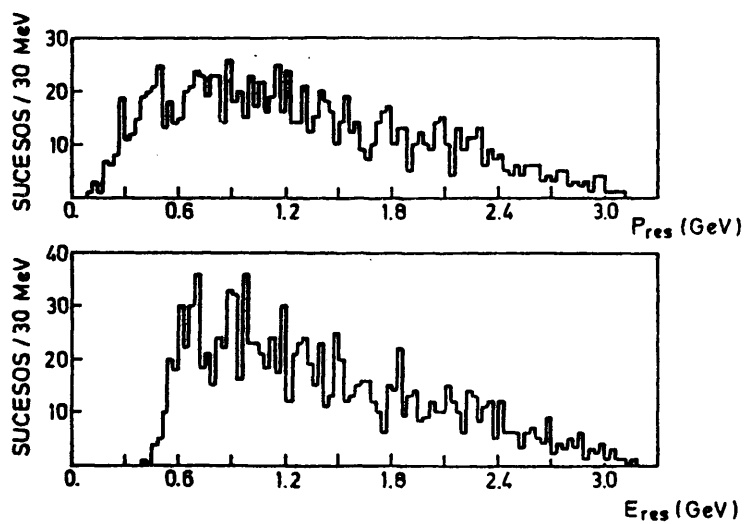
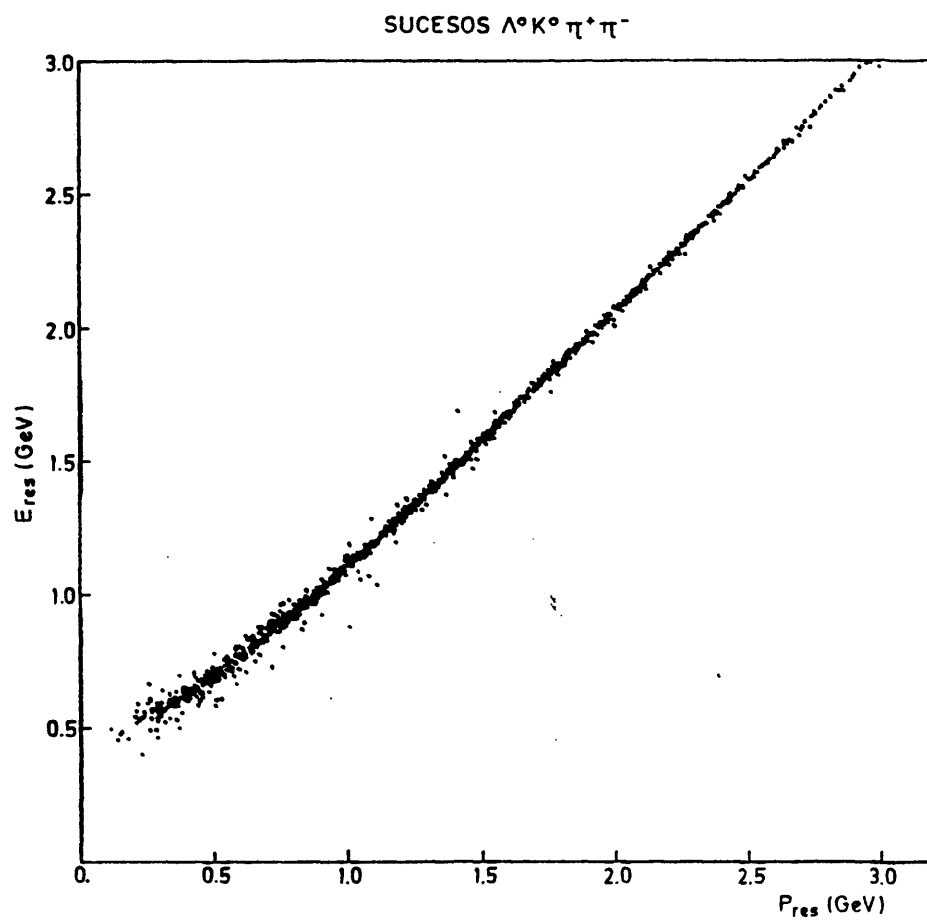
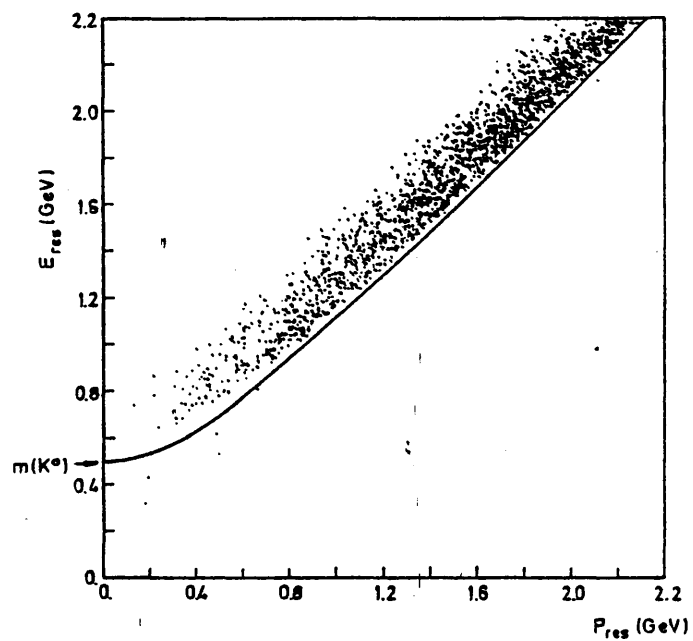


FIG. III-32

ENERGIA RESIDUAL AL SISTEMA $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ FRENTE AL
MOMENTO RESIDUAL. SUCESOS 108 M



MASA RESIDUAL AL SISTEMA $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$. SUCESOS 108 M

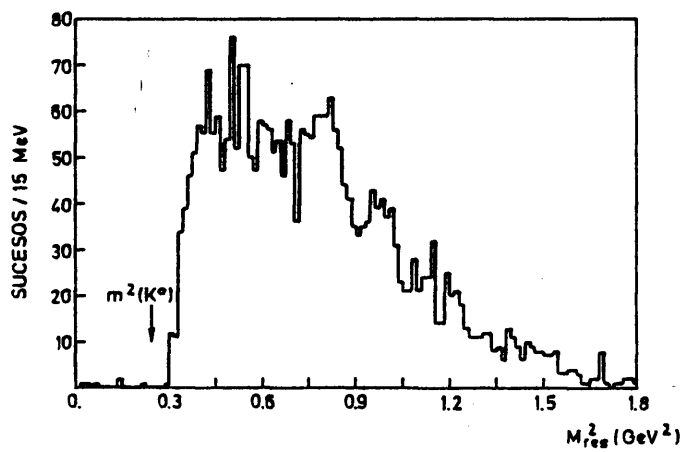
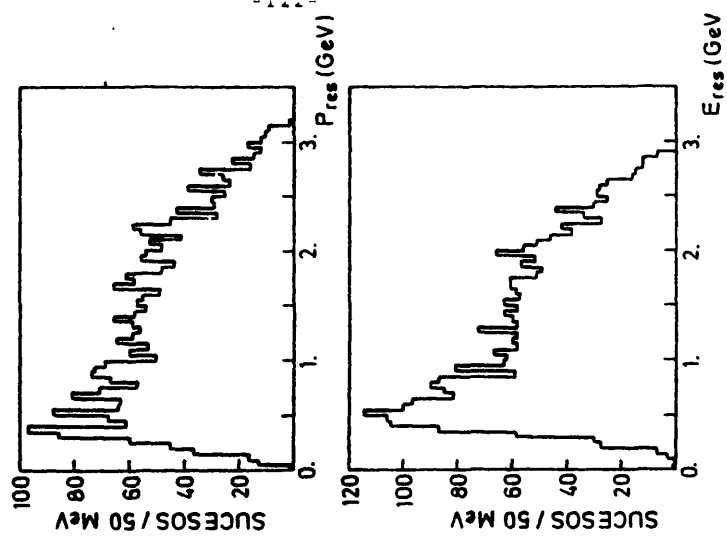
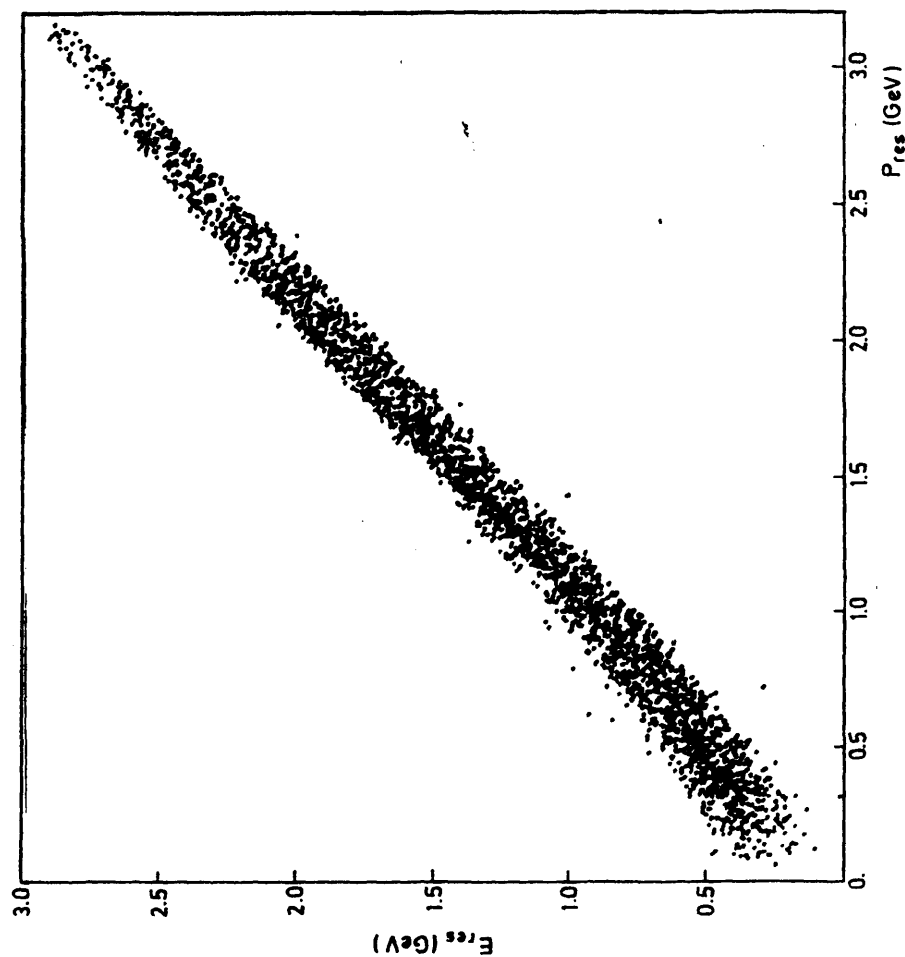


FIG. III-33

ENERGIA RESIDUAL FRENTE AL MOMENTO RESIDUAL (RESPECTO AL SISTEMA $\Lambda^0 K^+ \pi^-$)

SUCESOS 108 UNICOS



CUADRADO DE LA MASA RESIDUAL (TOMANDO
LA TRAZA POSITIVA COMO K^+)

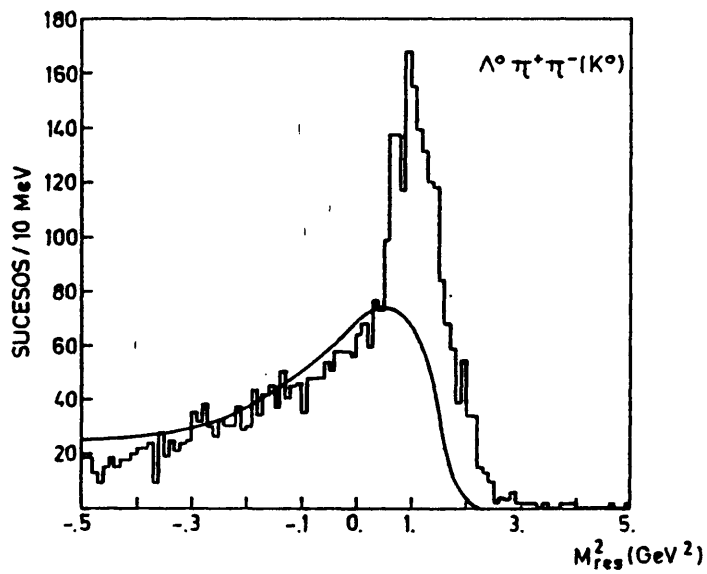
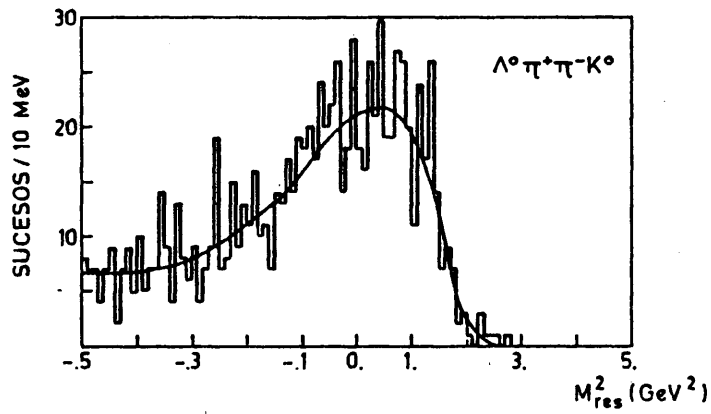


FIG. III - 35

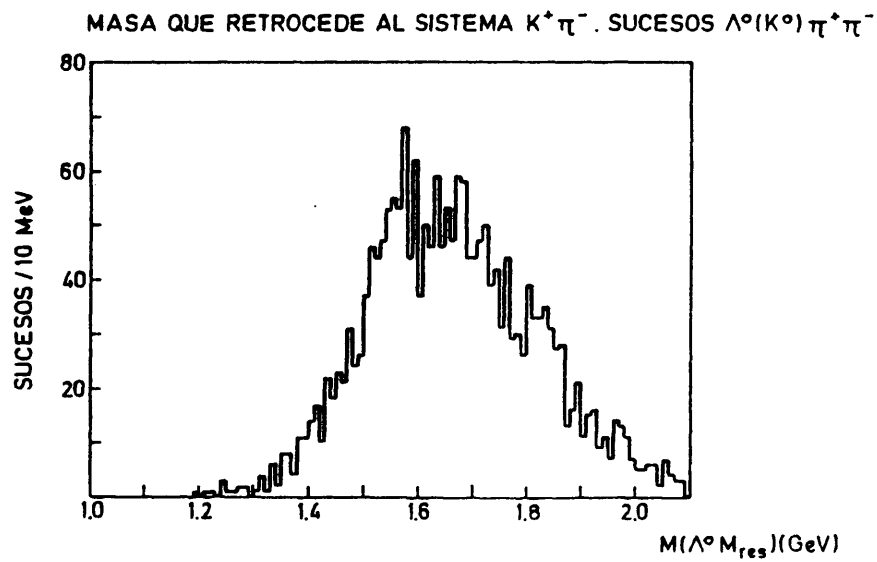
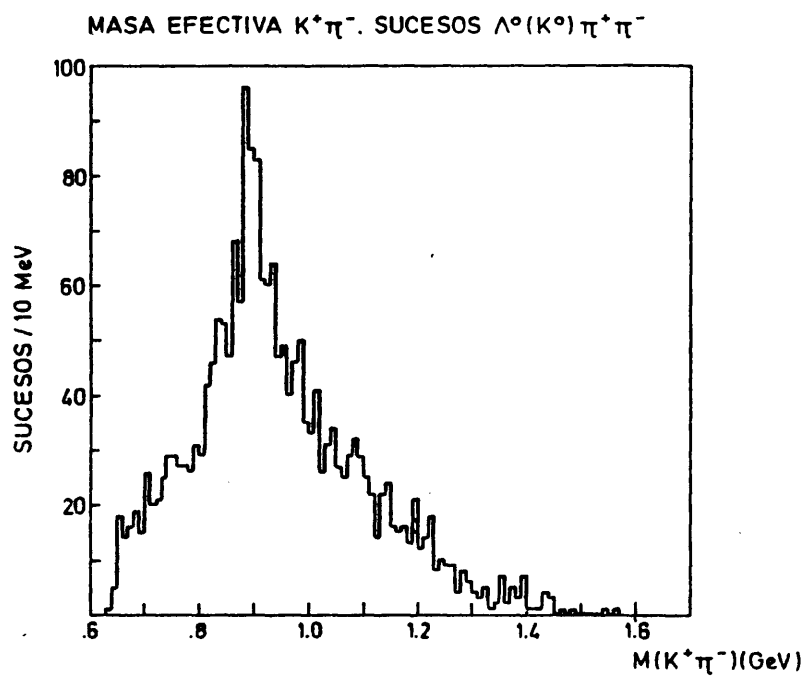


FIG. III - 36

(MASA RESIDUAL)² AL SISTEMA $\Lambda^0 K^+ \pi^-$.
SUCESOS UNICOS $\Lambda^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$.

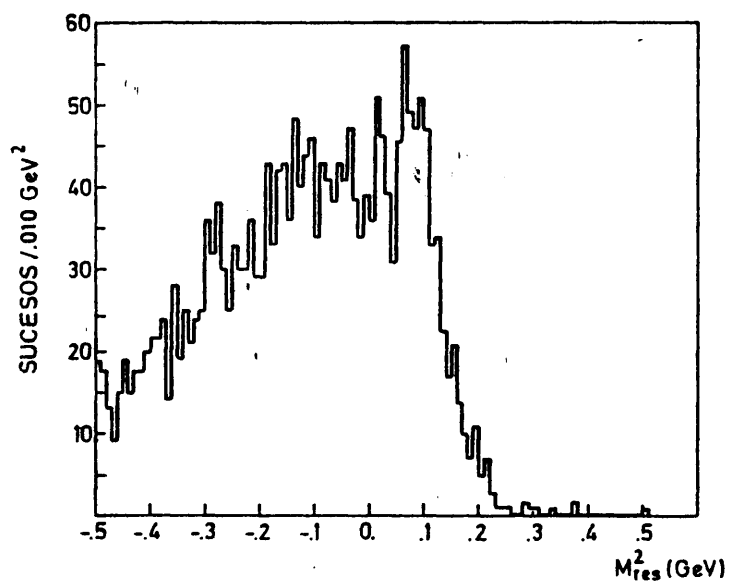


FIG. III-37

CUADRADO DE LA MASA RESIDUAL (RESPECTO AL SISTEMA $\Lambda^0 K^+ \pi^-$) FRENTE AL CUADRADO DEL MOMENTO DE LA PARTICULA POSITIVA. SUCEOS UNICOS $\Lambda^0(K^0) \pi^+ \pi^-$ CON $M_{res}^2 \geq 0$.

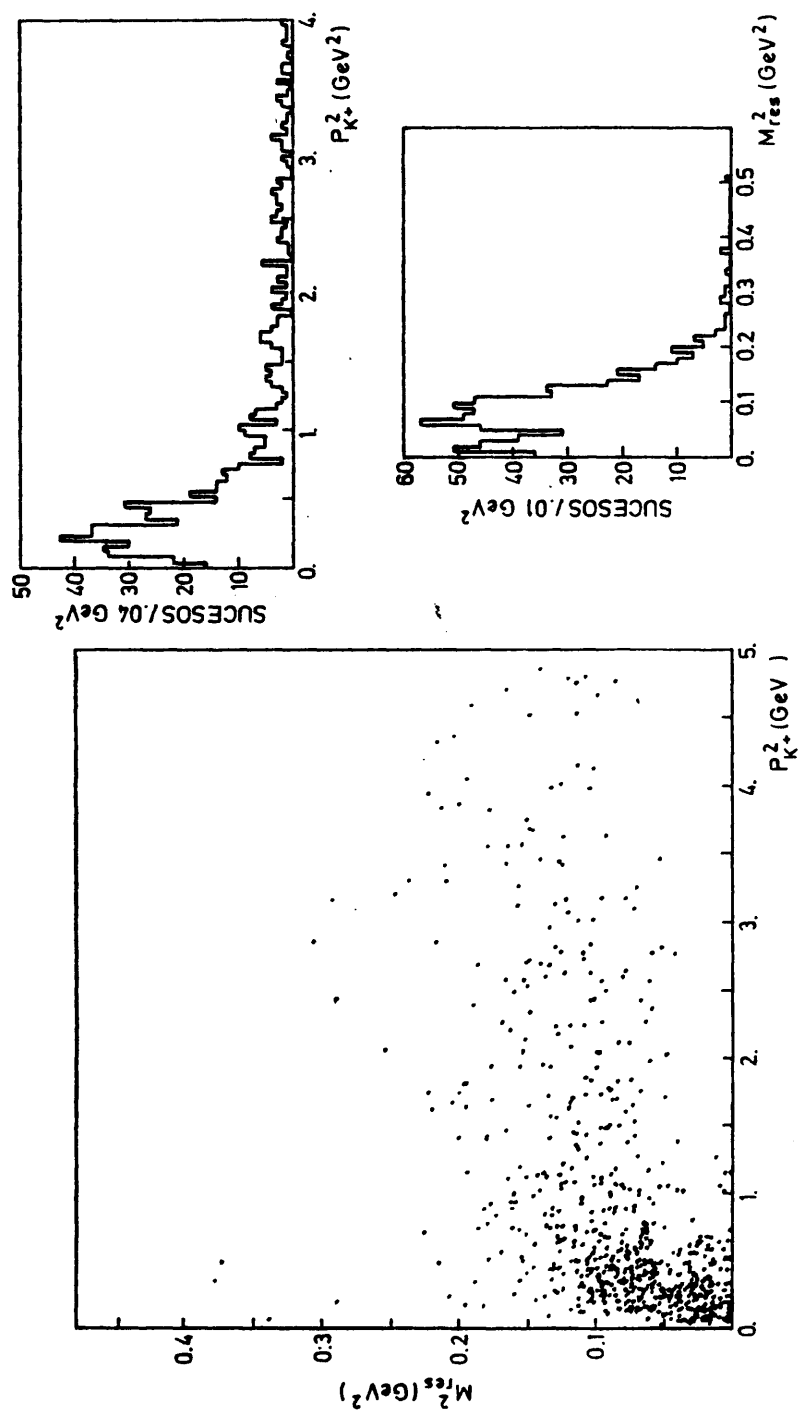


FIG. III-38

DISTRIBUCION DEL CUADRADO DEL MODULO DE LA PARTICULA POSITIVA

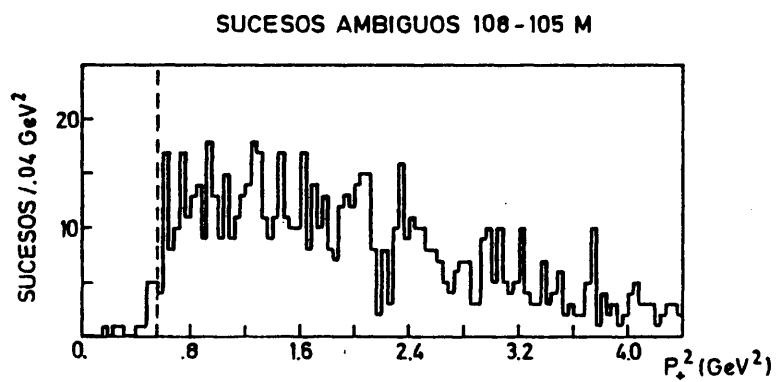
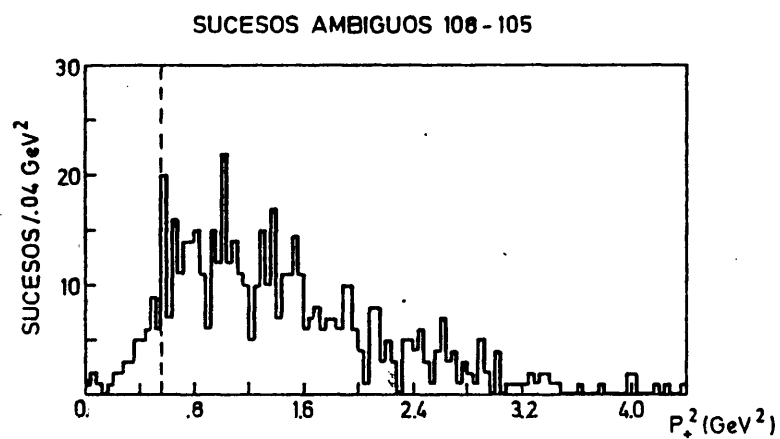


FIG. III-39

CUADRADO DE LA MASA RESIDUAL (RESPECTO AL SISTEMA $\Lambda^0 K^+ \pi^-$)
FRENTE AL MOMENTO DEL Λ^0 EN EL SISTEMA C.M. DE LA M_{res}

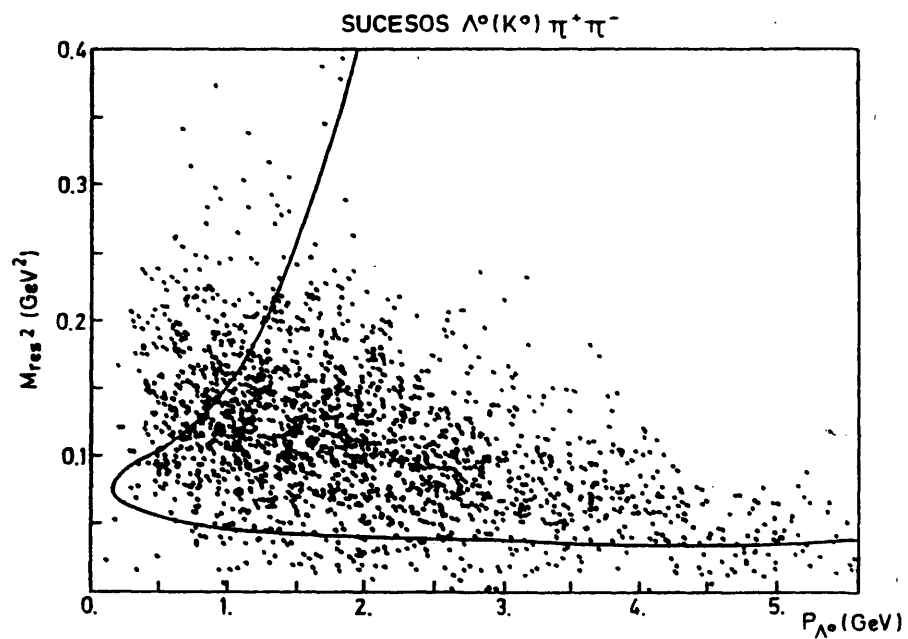
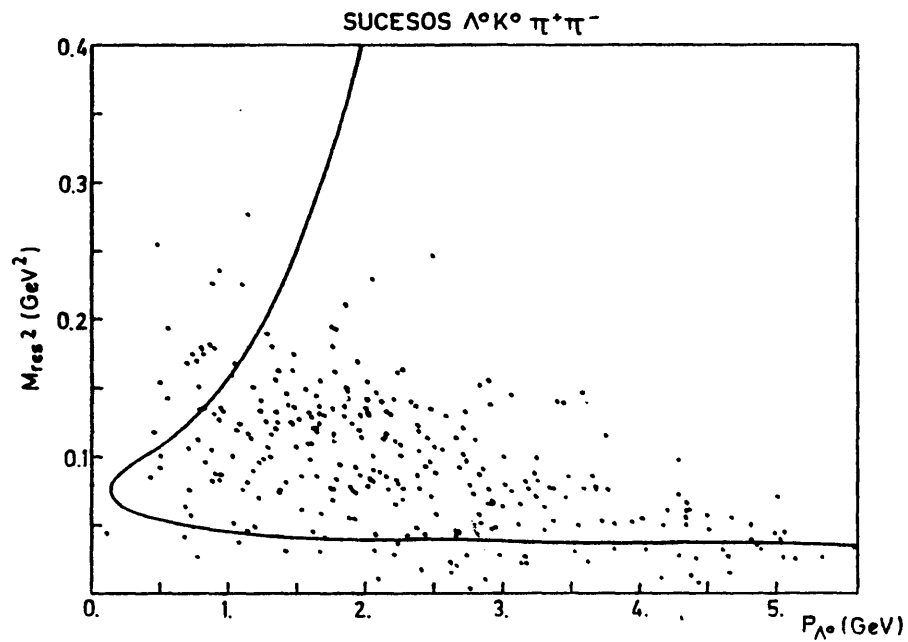


FIG. III-40

CUADRADO DE LA MASA RESIDUAL (RESPECTO AL SISTEMA $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$)
FRENTE AL MOMENTO DEL Λ^0 EN EL SISTEMA C.M. DE LA M_{res} .

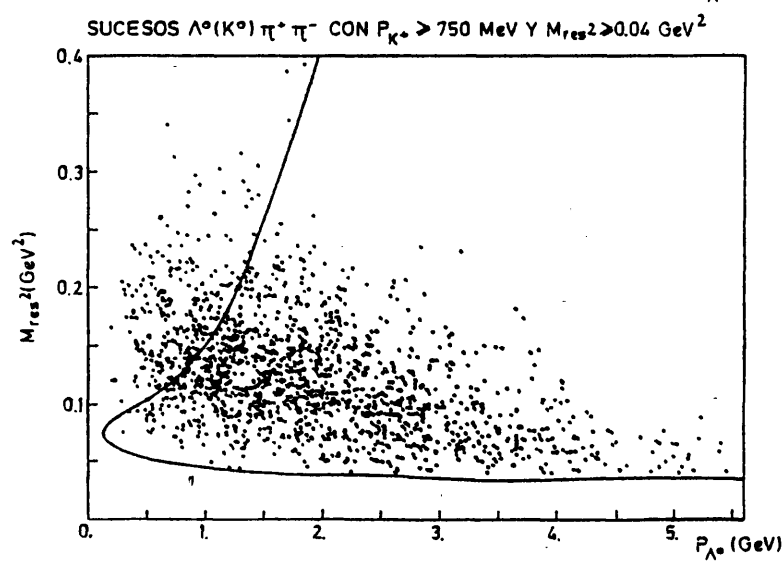
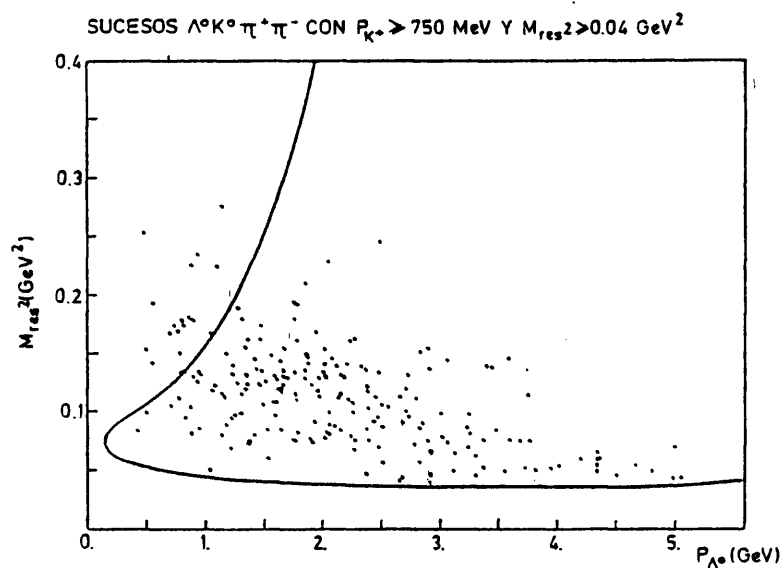
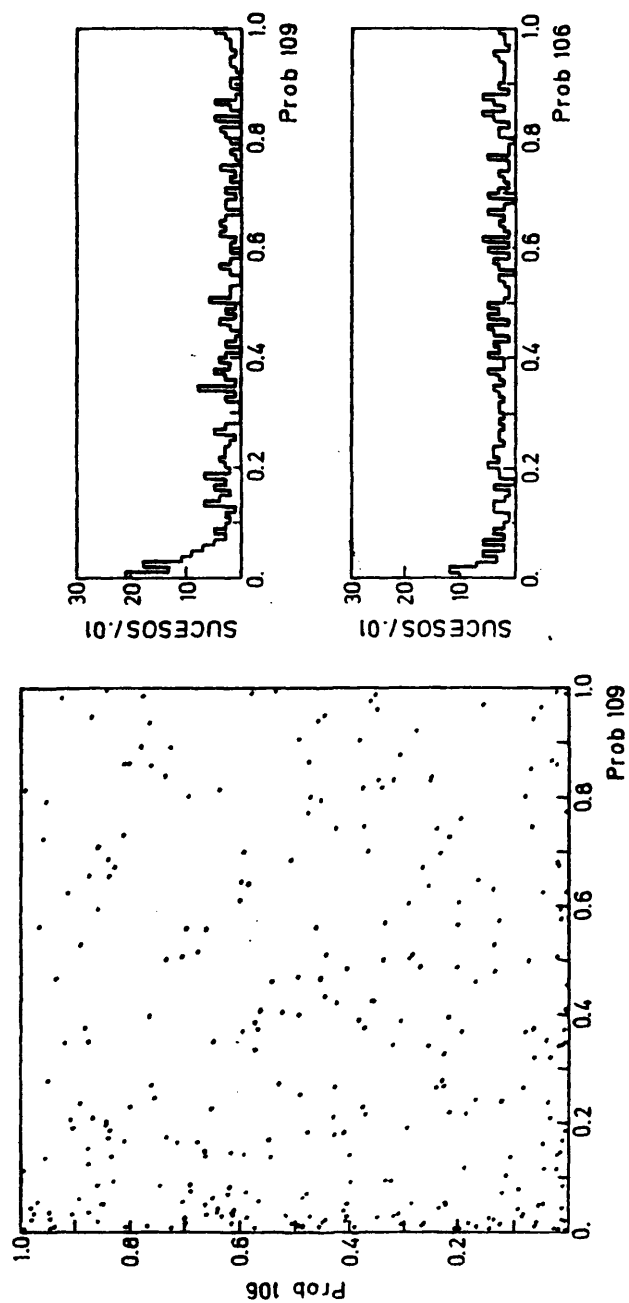


FIG. III-41

DISTRIBUCIONES DE PROBABILIDAD. SUCESOS AMBIGUOS DOBLES 109 - 106



-130-

FIG. III-42

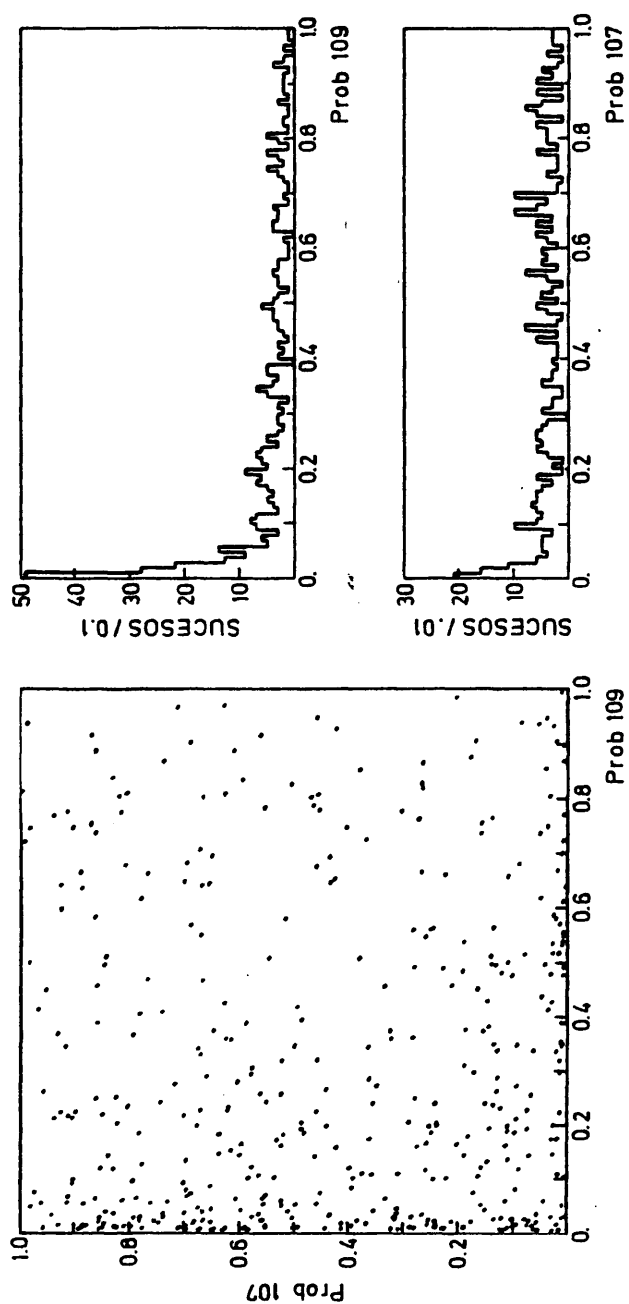


FIG. III-43

DISTRIBUCIONES DE LAS DIFERENCIAS ENTRE LAS FRACCIONES
DE SUCESOS 109 EN LAS REGIONES 1 Y 2

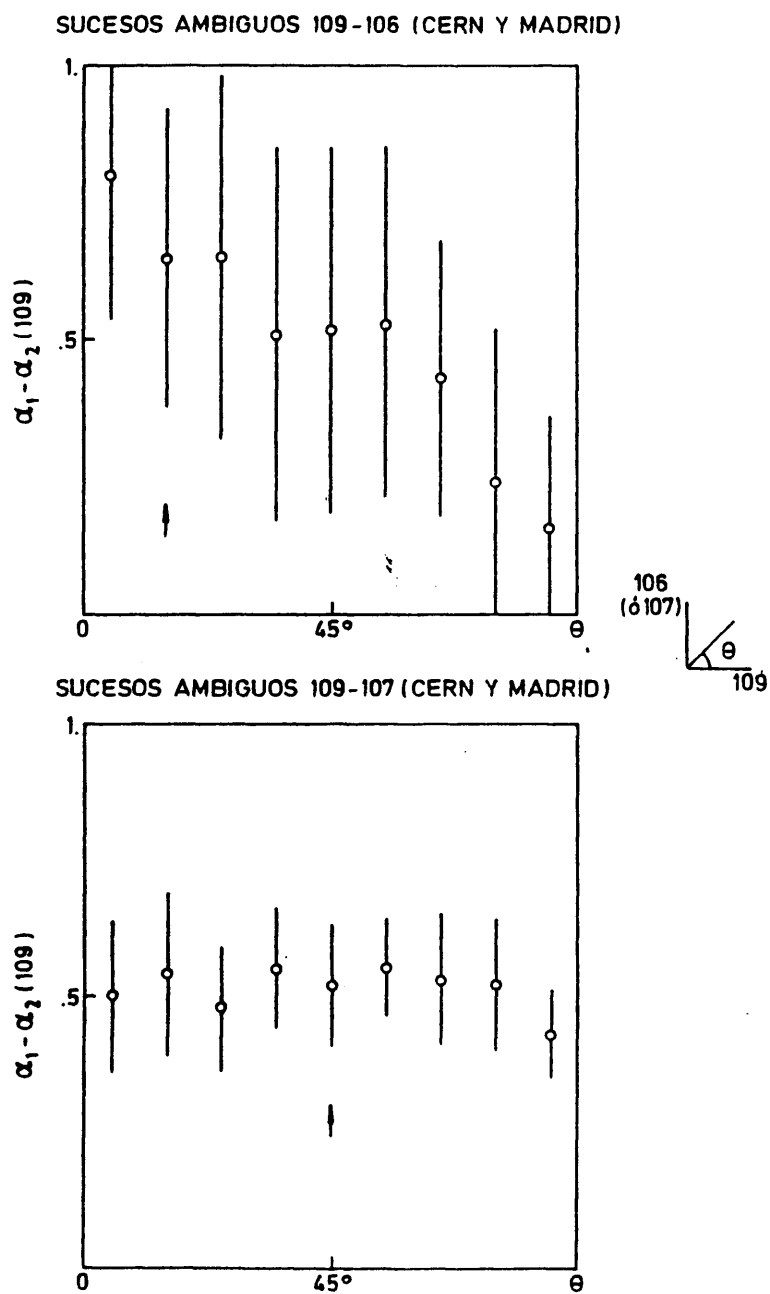
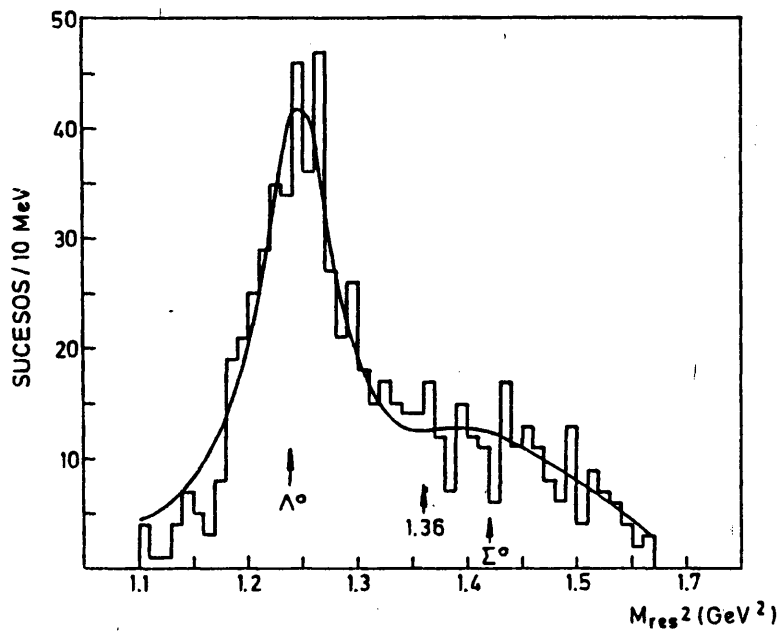


FIG. III-44

DISTRIBUCION DEL CUADRADO DE LA MASA RESIDUAL.

SUCESOS UNICOS 109, UNICOS 209 Y AMBIGUOS 109 Y 209
MUESTRAS DE MADRID Y CERN



DISTRIBUCION DE LA VARIABLE $E_{res}(106) + E_{res}(107)$
SUCESOS AMBIGUOS 109-106-107 DE MADRID Y CERN

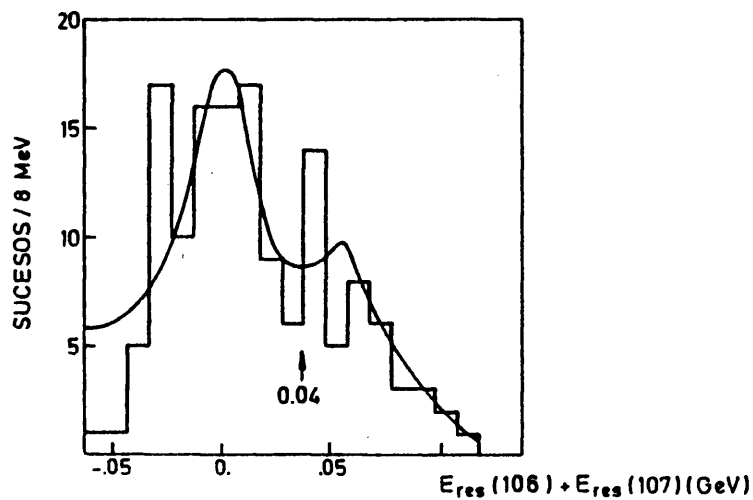


FIG. III-45

DISTRIBUCIONES DE PESOS PARA LOS SUCECOS SELECCIONADOS

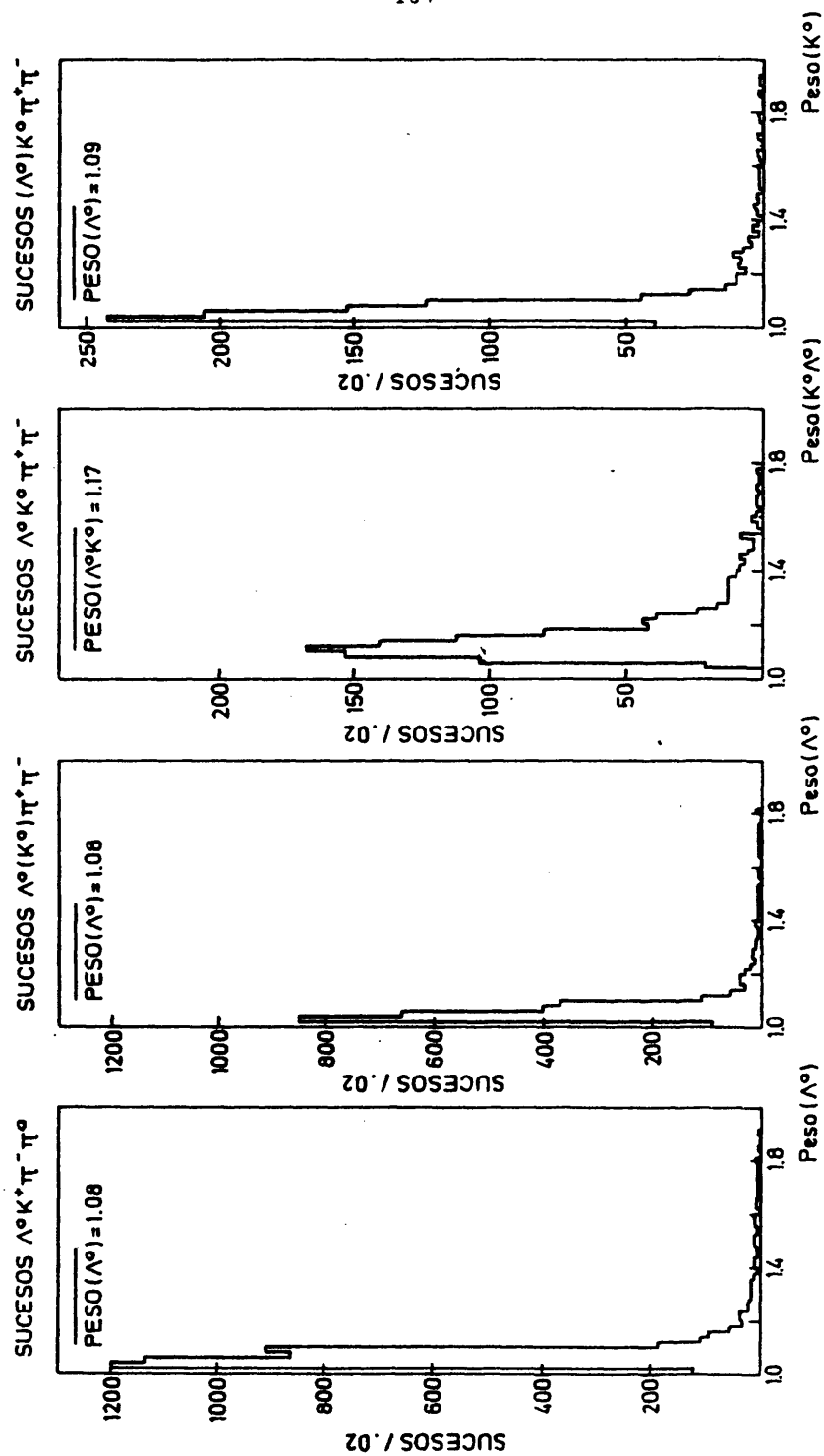


FIG. III-46

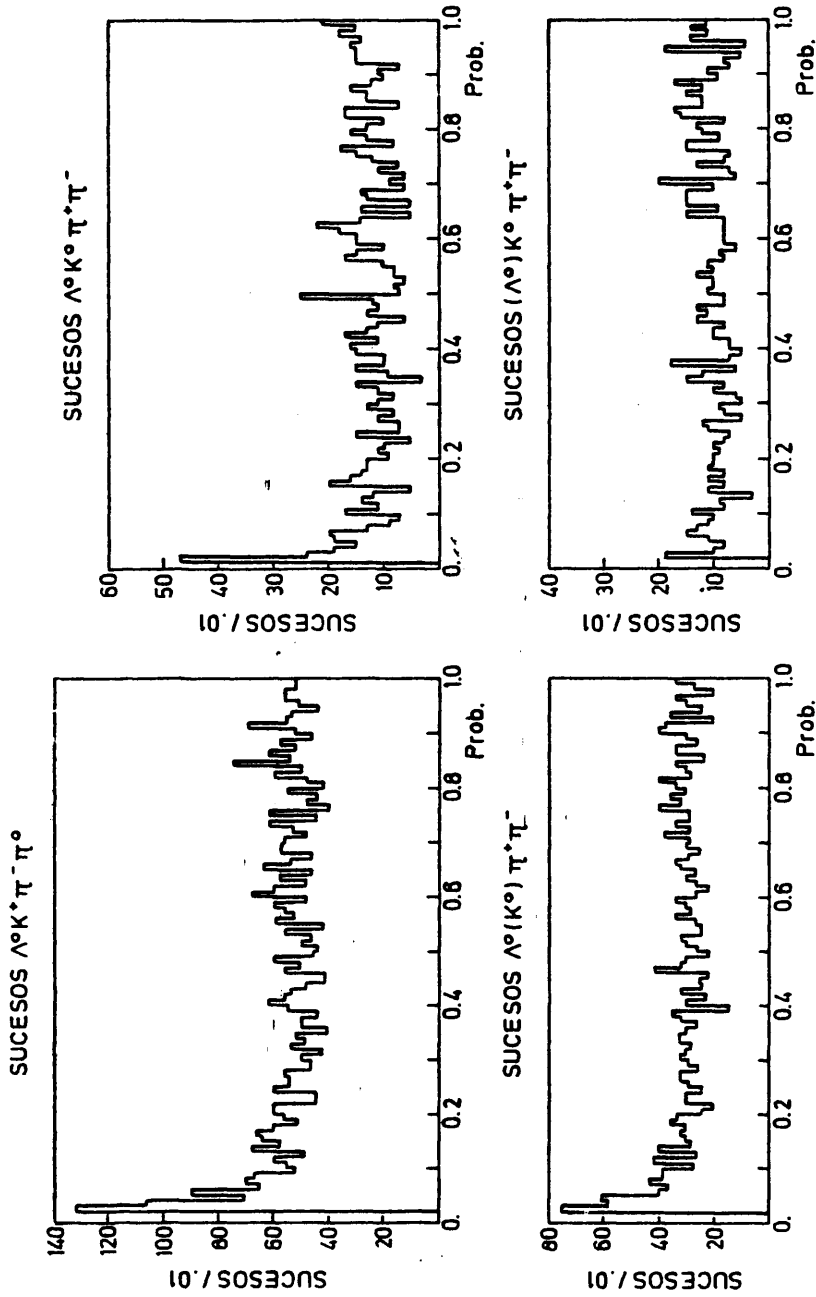


FIG. III-47

DISTRIBUCIONES DE MASA DE LA PARTICULA NEUTRA NO VISTA.

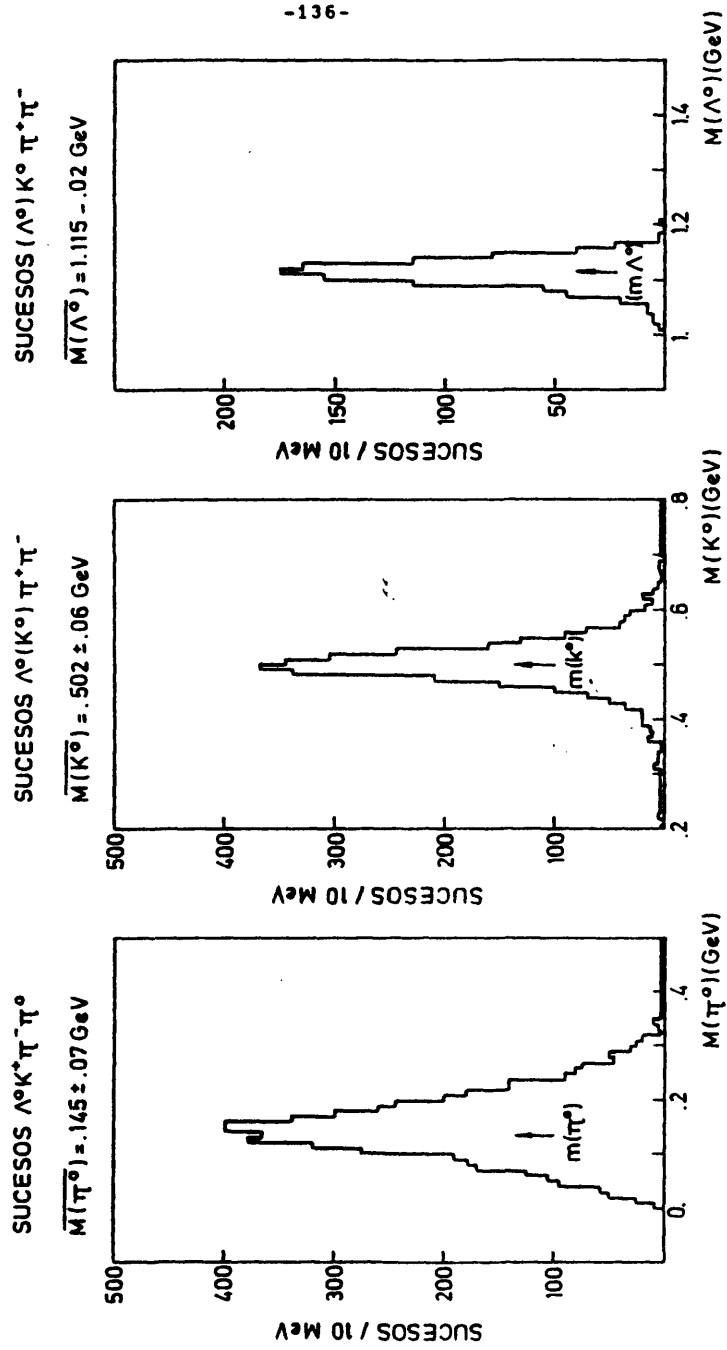


FIG. III-48

-137-

ENERGIA RESIDUAL AL SISTEMA ($\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$) FRENTE AL MOMENTO RESIDUAL.

SUCESOS $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0 \pi^0$

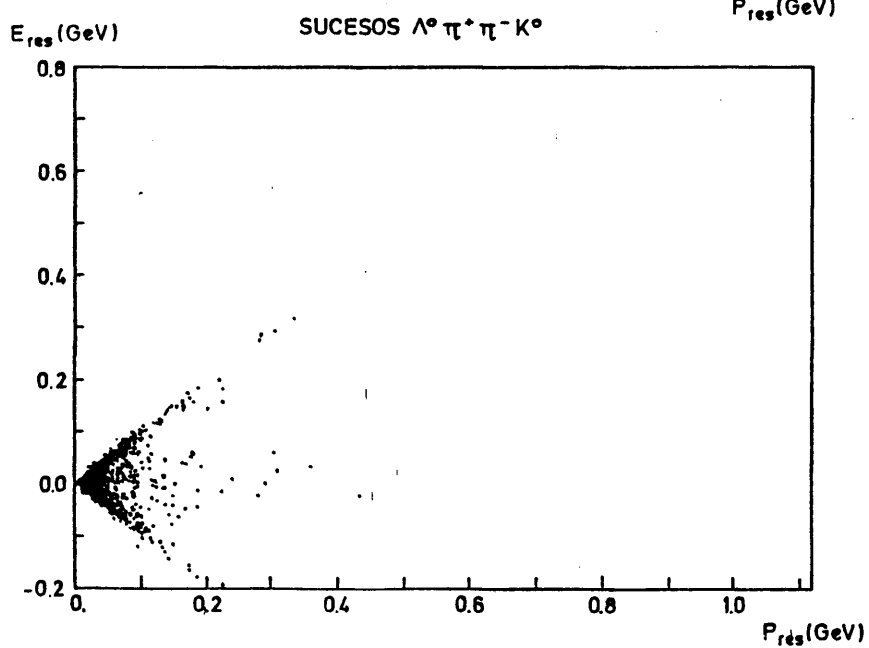
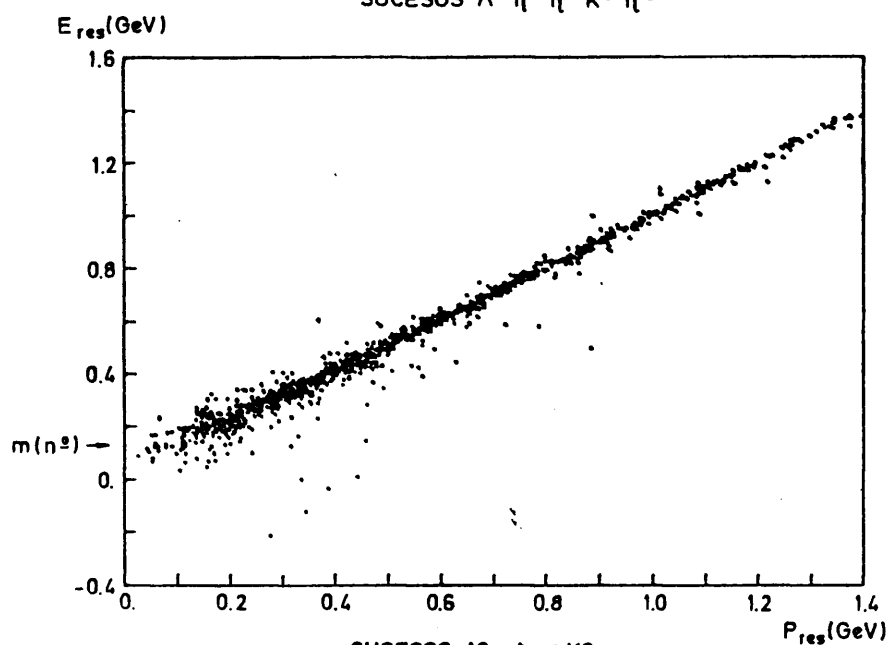


FIG. III - 49

ENERGIA RESIDUAL AL SISTEMA $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ FRENTE
AL MOMENTO RESIDUAL. SUCESOS $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ (NEUTROS)

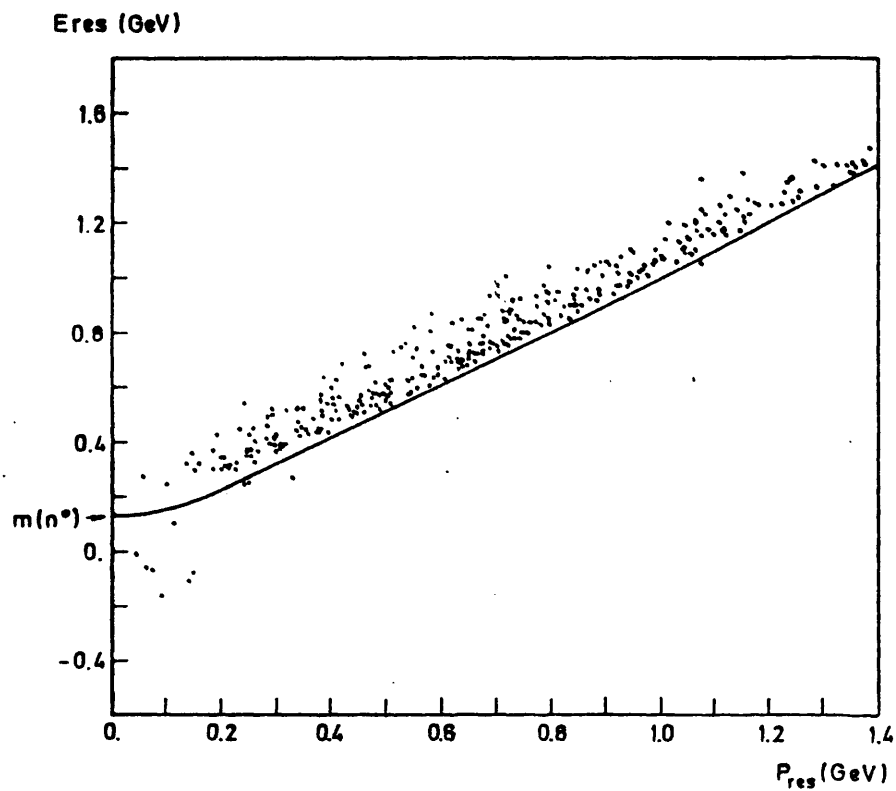


FIG. III. 50

CUADRO DE LA MASA RESIDUAL AL SISTEMA $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ FRENTE AL CUADRO DE LA MASA
QUE RETROCEDE AL SISTEMA $K^0 \pi^+ \pi^-$. SUCECOS $\Sigma^0 \pi^+ \pi^- K^0$.

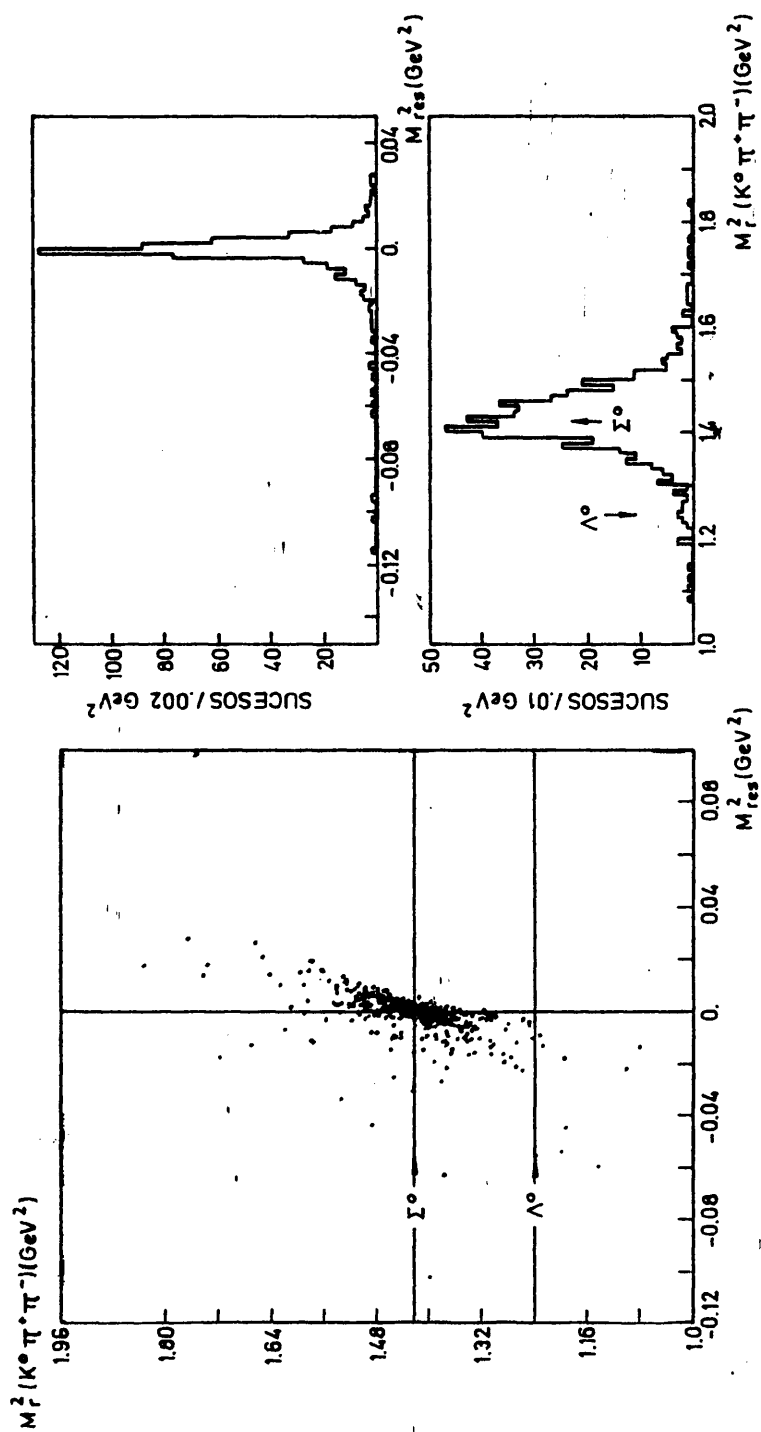
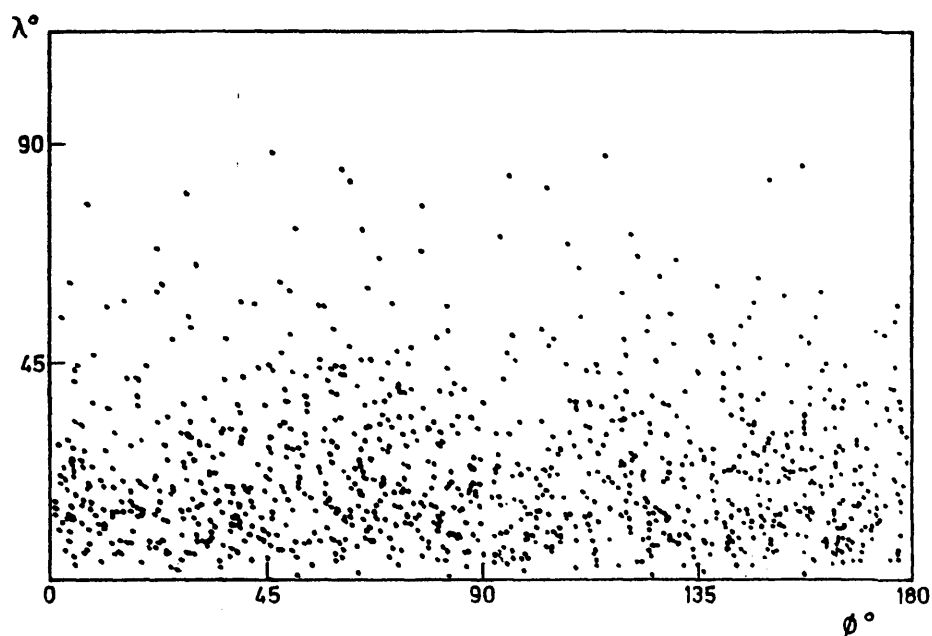


FIG. III-51

SUCESOS $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$

DISTRIBUCION DEL ANGULO λ EN FUNCION DEL ϕ PARA EL Λ^0



DISTRIBUCION DEL ANGULO λ EN FUNCION DEL ϕ PARA EL K^0

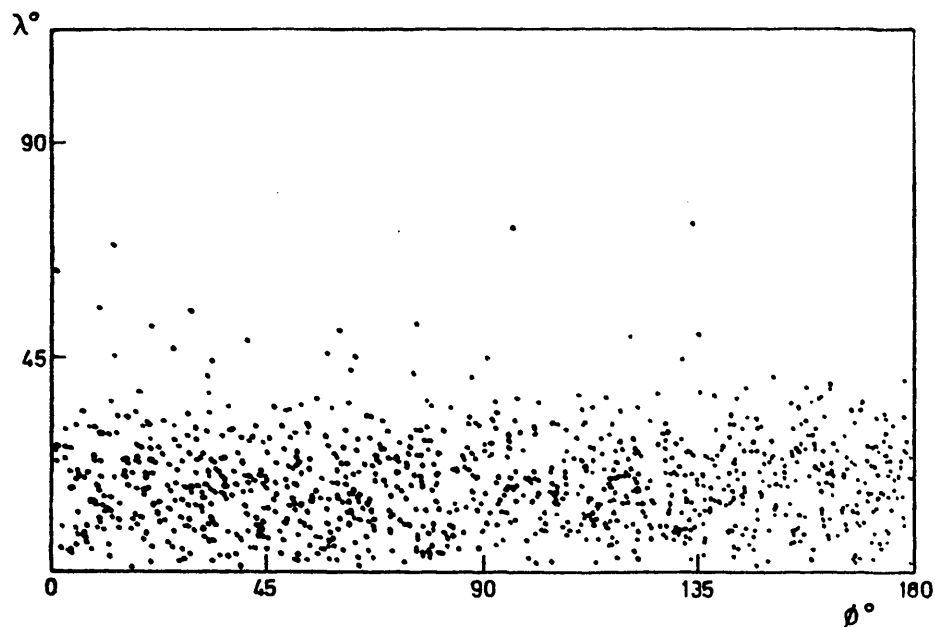


FIG. III-52

-141-

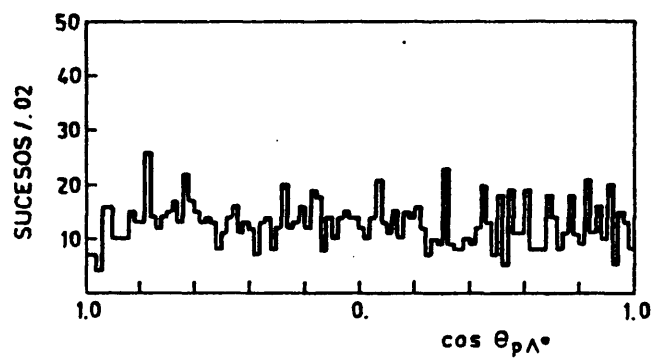
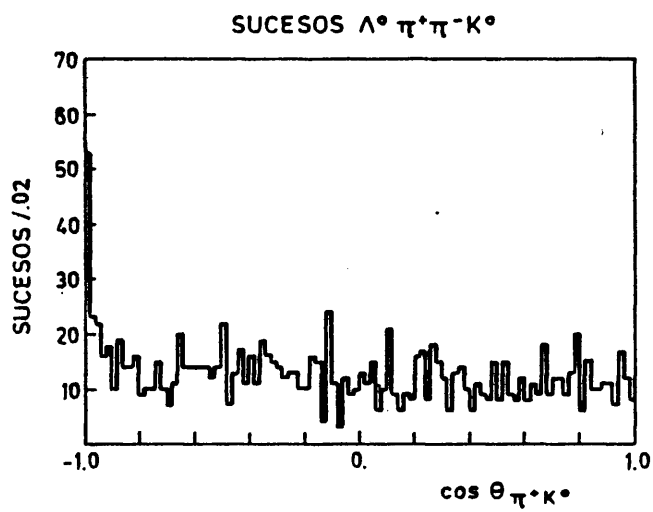


FIG. III. 53

CAPITULO IV

CARACTERISTICAS GENERALES DE LOS ESTADOS FINALES $K\pi\Lambda$

IV.1. Distribuciones de masa efectiva. Procesos resonantes intermedios

Trataremos en este capítulo de obtener una información general sobre los canales en estudio fundamentalmente a partir de las diferentes distribuciones de masa. En estas distribuciones podremos comprobar la existencia de varios procesos resonantes intermedios, que deberán ser tenidos en cuenta en los análisis de spin-paridad.

Como nuestro objetivo principal es el análisis del sistema $K\pi\pi$, es de gran interés conocer si se producen resonancias intermedias desintegrándose en dos o tres cuerpos, siendo uno de ellos el Λ . Este tipo de resonancias pueden producir reflexiones en el espectro de masas $K\pi\pi$, que enmascaren las posibles resonancias que tratamos de estudiar.

En la FIG. IV.1 podemos ver las distribuciones de masa ($K\pi\pi$) para los canales $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$ y $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ (incluyendo este último las tres hipótesis de masa 10/11, 108 y 109). Se tienen en cuenta aquí los sucesos incluidos en la selección descrita en el capítulo anterior, convenientemente ponderados. Es apreciable una señal alrededor de los 1300 MeV en el canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$, produciéndose sobre un fondo abundante.

En la FIG. IV.2 se representa la masa ($K\pi\pi$) en función de la variable t para los sucesos seleccionados de los cuatro canales. t es el valor absoluto de la transferencia de momento del haz de π^- al sistema ($K\pi\pi$) (o lo que es lo mismo: del protón al Λ):

$$t \approx |(E_p - E_\Lambda)^2 - (\vec{p}_p - \vec{p}_\Lambda)^2| =$$

$$= |m_p^2 + m_\Lambda^2 - 2E_p^{C.M.} E_\Lambda^{C.M.} + 2p_p^{C.M.} p_\Lambda^{C.M.} \cos \theta_{p\Lambda}^{C.M.}|$$

siendo $E_p^{C.M.}$, $E_A^{C.M.}$, $p_p^{C.M.}$, $p_A^{C.M.}$ las energías y momentos del protón y del A en el sistema centro de masas de la reacción y $\theta_{pA}^{C.M.}$ el ángulo que forman las direcciones de salida del protón y del A en ese mismo sistema.

El valor mínimo de t corresponde a $\cos\theta_{pA}^{C.M.} = +1$, es decir, al caso en el que el sistema ($K\pi\pi$) se produce en la dirección del haz.

La mayoría de los sucesos que presentan actividad en el sistema $K\pi\pi$ se producen para valores de t bajos (producción del sistema $K\pi\pi$ hacia adelante en el laboratorio). Teniendo en cuenta que los posteriores análisis de spin-paridad deben ser realizados en intervalos de t y que, por otra parte, no son válidos para altas transferencias de momento, vamos a utilizar, a partir de ahora, solamente los sucesos con $t < 1.2 \text{ GeV}^2$.

Esta selección disminuye además al fondo sobre el que se produce la señal de 1300 MeV en la masa $K^+\pi^-\pi^0$, como puede verse en la FIG. IV.1. En relación con la distribución correspondiente para el sistema $K^0\pi^+\pi^-$ no se observa efecto significativo alguno.

Las principales características de los sucesos con baja transferencia de momento ($t < 1.2 \text{ GeV}^2$), por lo que se refiere a los espectros de masa $\Lambda\pi$ y $\Lambda\pi\pi$, son las siguientes:

a) Canal $\Lambda^0 K^+\pi^-\pi^0$

Las distribuciones de masa $\Lambda\pi$ (FIG. IV.3) muestran una fuerte producción de $Y^{*0}(1385) \rightarrow \Lambda^0\pi^0$, sobre un fondo pequeño, y una señal mucho menor de $Y^{*-}(1385) \rightarrow \Lambda\pi^-$ produciéndose sobre un fondo muy importante.

Pudieran existir, aunque no son visibles con nitidez, pequeñas contribuciones de las resonancias Y^* de masa superior (1670, 1750, 1765, 1915 MeV, etc...)

El espectro de masa $\Lambda\pi\pi$ no muestra ninguna señal y lo mismo sucede en el espectro $\Lambda K\pi$ ya que no se conocen resonancias de integrándose en estas tres partículas en el rango de energías

de nuestro experimento. (FIG. IV.3).

b) Canal $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$

En este canal son igualmente importantes las producciones de $\Upsilon^{*+}(1385) \rightarrow \Lambda^0 \pi^+$ e $\Upsilon^{*-}(1385) \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$, como puede verse en la FIG. IV.4 y también pudieran existir contribuciones de los Υ^* de masa superior.

El espectro de masa ($\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$) (FIG. IV.4) presenta asimismo una pequeña señal que indica producción de $\Lambda(1520)$. No se descarta una posible producción de $\Lambda(1690)$.

El espectro $\Lambda K \pi$ tampoco muestra señal alguna de posibles estructuras.

Para evitar las reflexiones causadas por la producción de los $\Upsilon^*(1385)$ y $\Lambda(1520)$ sobre el sistema ($K \pi \pi$) hemos realizado una nueva selección, no considerando para el análisis aquellos sucesos que cumplen alguna de las condiciones siguientes:

<u>CANAL $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$</u>	
$1.34 < m(\Lambda^0 \pi^0) < 1.43 \text{ GeV}$	$(\Upsilon^{*0}(1385))$
<u>CANAL $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$</u>	
$1.33 < m(\Lambda^0 \pi^+) < 1.43 \text{ GeV}$	$(\Upsilon^{*+}(1385))$
$1.34 < m(\Lambda^0 \pi^-) < 1.44 \text{ GeV}$	$(\Upsilon^{*-}(1385))$
$1.50 < m(\Lambda^0 \pi^+ \pi^-) < 1.54 \text{ GeV}$	$(\Lambda(1520))$

La visualización de la selección descrita se indica con líneas discontinuas en las FIGS. IV.3 y 4. En la TABLA IV.1. se detallan los números de sucesos resultantes tras las distintas selecciones.

No hemos eliminado la producción de $\Upsilon^{*-}(1385)$ en el canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$ porque se trata de una señal pequeña sobre un fondo grande, y que afecta al sistema $K \pi \pi$ principalmente en la región de

altas masas.

Las selecciones en masas $\Lambda\pi$ y $\Lambda\pi\pi$ descritas se realizan con el fin de estudiar el espectro de masa $K\pi\pi$ y serán consideradas mas adelante en el análisis de ondas parciales. No se tendrán en cuenta en el análisis de spin-paridad sobre el diagrama de Dalitz $K\pi\pi$, porque este formalismo no permite sesgos en el espacio de fase.

La FIG. IV.5 muestra las distribuciones de masa $K\pi\pi$ después de haber efectuado los cortes en masa $\Lambda\pi$ y $\Lambda\pi\pi$.

La única señal clara que se aprecia en estas distribuciones es el pico de 1300 MeV en el canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$, señal que se destaca con más nitidez sobre el fondo al haber eliminado los Y^* , aunque estas resonancias afectaban principalmente a las regiones $K\pi\pi$ de altas masas.

En la región de los 1400 MeV se espera una contribución del $K^*(1430) \rightarrow K\pi\pi$. Esta contribución no es claramente visible por varias causas:

- La estadística total disponible y el hecho de que el modo de desintegración $K^*(1430) \rightarrow K\pi\pi$ no sea muy importante hacen que el número de sucesos $K^*(1430)$ esperados sea pequeño.

- El espacio de fases $K\pi\pi$ pica aproximadamente en la región de los 1400 MeV.

- De antemano no se puede descartar producción de Q_2 (1400), que podría enmascarar al $K^*(1430)$ debido a su mayor anchura. Sólo un análisis de spin-paridad, bien sobre el diagrama de Dalitz, o bien de ondas parciales, puede determinar si alguna de estas resonancias, o ambas, son producidas.

Alguna información sobre las posibles desintegraciones cuasi-dos-cuerpos de las resonancias $K\pi\pi$ puede obtenerse de los diagramas en los que se representa la masa $K\pi\pi$ en función de la masa $\pi\pi$ o en función de las masas $K\pi$. Las conclusiones generales, de tipo cualitativo, que se deducen de estos diagramas, son las siguientes:

a) Canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$

Hay una abundante producción de $K^{*0}(890) \rightarrow K^+ \pi^-$ y, con menor intensidad, de $K^{*+}(890) \rightarrow K^+ \pi^0$. (FIGS. IV.6 y 7). Se produce también $\rho(770) \rightarrow \pi^+ \pi^0$. (FIG. IV.8).

Hay una clara acumulación de sucesos en la región en la que la banda de masa $K\pi\pi$ de 1300 MeV cruza la banda del $\rho(770)$. (Fig. III.8). No sucede lo mismo en las zonas de cruce de la masa $K\pi\pi$ de 1300 MeV con los $K^{*}(890)$, (FIGS. IV.6 y 7), lo que parece indicar que el pico $K\pi\pi$ de 1300 MeV se desintegra principalmente en ρK (y no en $K^{*}\pi$). Este dato nos induce a identificar aquel pico con el mesón Q_1 . Ninguna afirmación puede hacerse, sin embargo, a la vista de estos diagramas, sobre la desintegración de resonancias con masa de 1400 MeV. Los resultados de los análisis de spin-paridad demostrarán, mas adelante, que se produce $K^{*}(1430)$, desintegrándose principalmente en $K^{*}\pi$.

b) Canal $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$

En este canal se produce el $K^{*+}(890) \rightarrow K^0 \pi^+$ abundantemente, pero la producción de $K^{*-}(890)$ está prohibida por la conservación de extrañeza en la reacción. (FIGS IV.9 y 10). Existe también producción de $\rho(770) \rightarrow \pi^+ \pi^-$. (FIG. IV.11).

La señal del Q_1 en este canal es mucho mas débil, impidiendo que la información obtenida de las FIGS. IV.9, 10 y 11 sea concluyente, como en el caso del canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$.

Si consideramos solamente los sucesos con Λ^0 visto la conservación del isospin en la desintegración del Q_1 implica que el modo de desintegración $K^+ \rho^-$ contribuye el doble que el $K^0 \rho^0$:

$$Q_1 \rightarrow K^+ \rho^- + K^0 \rho^0$$

$$|1/2-1/2\rangle \rightarrow -\sqrt{2/3} |1/2 \ 1/2\rangle |1-1\rangle -\sqrt{1/3} |1/2-1/2\rangle |1 \ 0\rangle$$

$$\text{RELACION DE DESINTEGRACION EN } K^+ \rho^- \sim 2/3$$

$$\text{RELACION DE DESINTEGRACION EN } K^0 \rho^0 \sim 1/3$$

Sin embargo no es esta la única razón por la que se observan muchos menos Q_1 en el canal $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ que en el $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$. Recordemos que para evitar una grave contaminación de sucesos $\Sigma^0 K^+ \pi^- \pi^0$ fue necesario realizar cortes cinemáticos entre los sucesos $\Lambda^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ (con el K^0 no visto) que causaron la pérdida de un 16% de estos sucesos. Por otra parte los cortes en masas $\Lambda \pi$ y $\Lambda \pi \pi$ realizados en este canal para eliminar las reflexiones de los $Y^*(1385)$ y $\Lambda(1520)$ sobre la masa $K \pi \pi$ son mucho más importantes que los realizados sobre el canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$.

Por lo que respecta al $K^*(1430)$, la contribución esperada por conservación del isospin es la misma que para el canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$, debido a que el $K^*(1430)$ se desintegra en $K^* \pi$:

CANAL $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$: (con Λ^0 visto)

$$K^*(1430) \rightarrow K^*(890)^+ \pi^-$$

$$\quad \quad \quad \hookrightarrow K^0 \pi^+$$

$$\left. \begin{aligned} |1/2-1/2\rangle + |1/2 \ 1/2\rangle |1-1\rangle \\ \quad \quad \quad \hookrightarrow |1/2-1/2\rangle |1+1\rangle \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{AMPLITUD } \sim \sqrt{2/3} \\ \quad \quad \quad \sim \sqrt{2/3} \end{array} \left. \begin{array}{l} \text{SECCION EFICAZ } \sim \\ \sim (\sqrt{2/3} \cdot \sqrt{2/3})^2 = \frac{4}{9} \end{array} \right\}$$

CANAL $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$:

$$K^*(1430) \rightarrow K^{*+} \pi^- \quad + \quad K^{*0} \pi^0$$

$$\quad \quad \quad \hookrightarrow K^+ \pi^0 \quad \quad \quad \hookrightarrow K^+ \pi^-$$

$$\left. \begin{aligned} |1/2-1/2\rangle + |1/2 \ 1/2\rangle |1-1\rangle &+ |1/2-1/2\rangle |1 \ 0\rangle \\ \quad \quad \quad \hookrightarrow |1/2 \ 1/2\rangle |10\rangle &\quad \quad \quad \hookrightarrow |1/2 \ 1/2\rangle |1-1\rangle \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{AMPLITUD } \sim -\sqrt{2/3} \quad -\sqrt{1/3} \\ \quad \quad \quad \text{AMPLITUD } \sim \sqrt{1/3} \quad -\sqrt{2/3} \end{array}$$

$$\text{SECCION EFICAZ } \sim (\sqrt{2/3} \cdot \sqrt{1/3})^2 + (\sqrt{1/3} \cdot \sqrt{2/3})^2 = \frac{4}{9}$$

IV.2. Determinación de la masa y la anchura del mesón Q_1 . Secciones eficaces preliminares de producción de Q_1 y $K^*(1430)$

Con objeto de determinar la masa y la anchura del Q_1 se ha

realizado un ajuste a la distribución de masa $K\pi\pi$. (Ref.IV.1). Se han utilizado para ello los sucesos del canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$ que han pasado las selecciones en t y masa $\Lambda\pi$ que acabamos de detallar. El espectro experimental ha sido descrito mediante la suma incoherente de tres términos: un fondo polinómico de grado tres, una función de Breit-Wigner en onda P para el $K^*(1430)$, con masa y anchura dadas por las tablas del "Particle Data Group" (Ref. IV.2) y una función Breit-Wigner para el Q_1 , cuyas características especiales vamos a comentar a continuación.

El hecho de que el Q_1 se desintegre, a través del modo $K\rho$, en tres cuerpos, hace que no pueda ser descrito mediante una amplitud de Breit-Wigner de la forma usual para resonancias que se desintegran en dos cuerpos:

$$Bw = \frac{1}{(M^2 - M_0^2) - iM_0\Gamma}$$

con una anchura dependiente de la masa $\Gamma(M, M_0) = \Gamma_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{2l+1}$ (p es el momento de uno de los productos de la desintegración en el centro de masas de la resonancia y p_0 es el p correspondiente a la masa M_0 . l es el momento angular orbital entre los dos productos de la desintegración).

La proximidad de la masa del Q_1 al umbral de producción del $K\rho$, y la anchura del ρ , causan el que la variable p puede tener cuadrado negativo, lo que no tiene sentido físico.

Se ha empleado, para evitar estos problemas, una parametrización fenomenológica, utilizada ya en este experimento para describir el mesón $E(1420)$ (Ref.IV.3), que tiene la siguiente forma:

$$(Bw)_{Q_1} = \frac{1}{(M^2 - M_0^2) - iM_0\Gamma} \quad \text{con: } \begin{cases} M: \text{ masa efectiva } K\pi\pi \\ M_0: \text{ masa del } Q_1 \end{cases}$$

siendo:

$$\Gamma(M, M_0) = \Gamma_0 \int_{D.D} |B.w|^2 d\theta / \int_{D.D.(MQ_1)} |B.w|^2 d\theta$$

Γ_0 es la anchura del Q_1 . Las integrales están extendidas a la región del diagrama de Dalitz accesible para cada masa $K\pi\pi$. La amplitud $|Bw|\rho$ que describe la desintegración del ρ viene dada por:

$$|B.w|\rho = \left(\frac{M_{\pi\pi} \cdot \gamma}{q}\right)^{1/2} \cdot \frac{1}{M_{\pi\pi}^2 - M_\rho^2 - M_\rho \cdot \gamma}$$

con

$$\gamma = \gamma_\rho \left(\frac{q}{q_0}\right)^3 \cdot \frac{2q_0^2}{q_0^2 + q^2}$$

La masa M_ρ y anchura γ_ρ del mesón ρ proceden de las tablas del PDG. q es el momento de un pión en el centro de masas del sistema $\pi\pi$ y q_0 el valor de este momento para la masa del ρ .

Los resultados del ajuste están representados en la (FIG. IV.12) con línea continua. Los parámetros obtenidos fueron:

Masa del $Q_1 = 1294 \pm 10$ MeV
Anchura del $Q_1 = 66 \pm 15$ MeV
Nº de sucesos resonantes $Q_1 = 310 \pm 49$

La contribución del $K^*(1430)$ es de 142 ± 35 sucesos. El número de $K^{*0}(1430) \rightarrow K^+\pi^-$ obtenido en el estudio de la reacción $\pi^-p \rightarrow AK^+\pi^-$ en este mismo experimento es de 300 ± 35 .

Teniendo en cuenta que la relación de desintegración es $\frac{\Gamma(K^* \rightarrow K\pi\pi)}{\Gamma(K^* \rightarrow K\pi)} \sim 0.55 \pm 0.05$ y pequeños factores de corrección debido a procesos de selección y existencia de cortes diferentes en los dos canales, el número de sucesos esperado en nuestra reacción es, por tanto, 150 ± 18 , compatible con el que hemos

obtenido.

Debido a las pérdidas de sucesos, el canal $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ no se ha utilizado para obtener la masa y anchura del Q_1 . Sin embargo, sí se ha comprobado que, fijando los parámetros obtenidos en el ajuste al canal $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^0$ y las cantidades de Q_1 y $K^*(1430)$ esperadas por conservación de isospin, los resultados del ajuste son satisfactorios (FIG. IV.12, línea continua). En el proceso de estimación paramétrica sólo se dejaron libres los parámetros correspondientes al fondo. Se utilizaron los sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ (con Λ^0 visto) y con las selecciones en t masas $\Lambda \pi$ y masa $\Lambda \pi \pi$ que han sido expuestas en este capítulo.

Referencias del Capítulo IV

- IV.1. S. Rodebäck et al.; Colaboración CERN - Collège de France-Madrid - Estocolmo. Preprint CERN/EP 80-231 (1980) enviado al Zeitschrift für Physik C.
- IV.2. Review of Particle Properties. Particle Data Group 1980.
- IV.3. C. Dionisi et al.; Colaboración CERN - Collège de France-Madrid - Estocolmo, Nucl. Phys. B169 (1980) 1.

Descripción Tablas Capítulo IV

Tabla IV.1. Número de sucesos resultante de las selecciones en t y masas Λ y $\Lambda_{\pi\pi}$ para los canales correspondientes a las hipótesis 105, 10/11, 108 y 109.

TABLA IV.1

	NUMERO DE SUCECOS DE LA HIPOTESIS (*)				10/11 + 108 + 109
	105	10/11	108	109	
MUESTRA PRELIMINAR	5052 (5450)	1082 (1270)	2828 (3050)	945 (1028)	4855 (5348)
SUCESOS CON t < 1.2	2763 (2974)	525 (605)	1316 (1412)	395 (425)	2236 (2443)
SUCESOS CON t < 1.2 Y CORTES EN LAS MASAS AL Y ARR	1866 (2011)	235 (272)	569 (612)	199 (214)	1003 (1098)

-153-

(*) Entre paréntesis se indica la suma de los pesos correspondientes a cada suceso.

Descripción de Figuras del Capítulo IV

Fig. IV.1. Distribuciones de masa efectiva $K\pi\pi$ para todos los sucesos seleccionados ponderados y para los sucesos con transferencia de momento menor que 1.2 GeV^2 para los canales $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$ y $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ (hipótesis 108, 109 y 10/11 conjuntamente).

Fig. IV.2. Momento transferido del protón al Λ^0 en función de la masa $K\pi\pi$ para los sucesos seleccionados de los cuatro canales de interés.

Fig. IV.3. Distribuciones de masa efectiva $\Lambda\pi$ y $\Lambda\pi\pi$ para los sucesos $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$ con $t < 1.2 \text{ GeV}^2$. Las líneas continuas señalan la selección realizada para suprimir los sucesos $\Upsilon^{*0}(1385)$.

Fig. IV.4. Distribuciones de masa efectiva $\Lambda\pi$ y $\Lambda\pi\pi$ para los sucesos $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ con $t < 1.2 \text{ GeV}^2$. Las líneas continuas señalan la selección realizada para suprimir los sucesos $\Upsilon^{*+}(1385)$, $\Upsilon^{*-}(1385)$ y $\Lambda(1520)$.

Fig. IV.5. Distribuciones de masa $K\pi\pi$ para los sucesos $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$ y $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ con $t < 1.2 \text{ GeV}^2$ y los cortes en las masas $\Lambda\pi$ y $\Lambda\pi\pi$ señalados en las figuras anteriores.

Figs. IV.6,7,8. Masa efectiva $K\pi\pi$ en función de las masas efectivas:

- $K^+ \pi^-$ (fig. 6)
- $K^+ \pi^0$ (fig. 7)
- $\pi^- \pi^0$ (fig. 8)

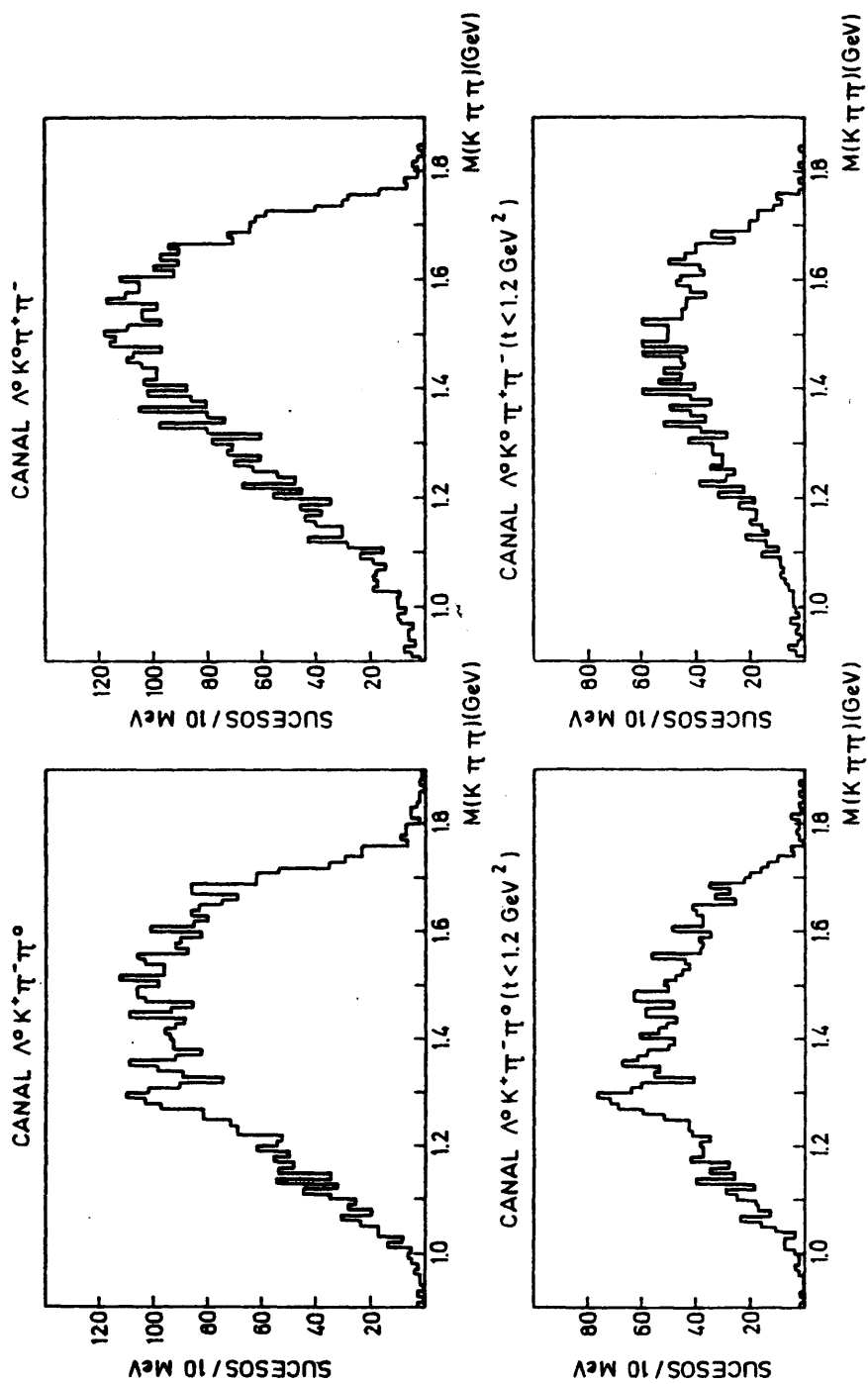
para los sucesos seleccionados del canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$.

Figs. IV.9,10,11. Masa efectiva $K\pi\pi$ en función de las masas efectivas:

- $K^0 \pi^+$ (fig. 9)
- $K^0 \pi^-$ (fig. 10)
- $\pi^+ \pi^-$ (fig. 11)

Fig. IV.12. Distribuciones de masa $K\pi\pi$ para los sucesos seleccionados de los canales $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$ y $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$. La línea continua muestra el resultado de los ajustes (descritos en el texto (IV.2)) mediante dos funciones Breit-Wigner para el O_1 y $K^*(1420)$ y un fondo polinómico.

DISTRIBUCIONES DE MASA EFECTIVA $K \pi \pi$.



.FIG. IV - 1

ISFERIDO DEL PROTON AL Λ EN FUNCION DE LA MASA $K\pi\pi$

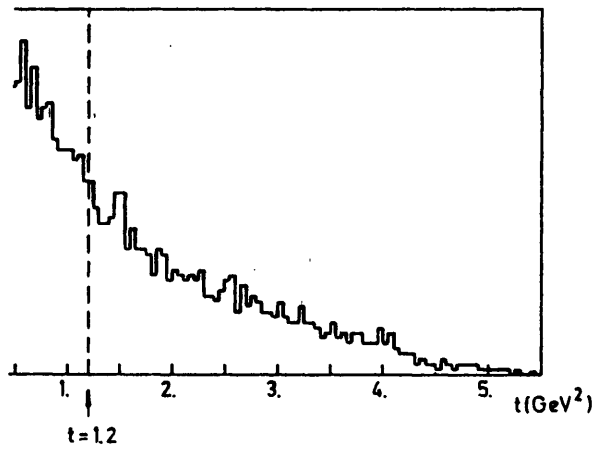


FIG. IV-2

DISTRIBUCIONES DE MASA $\Lambda\pi$ y $\Lambda\pi\pi$.
CANAL $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$. SUCESOS CON $t < 1.2 \text{ GeV}^2$.

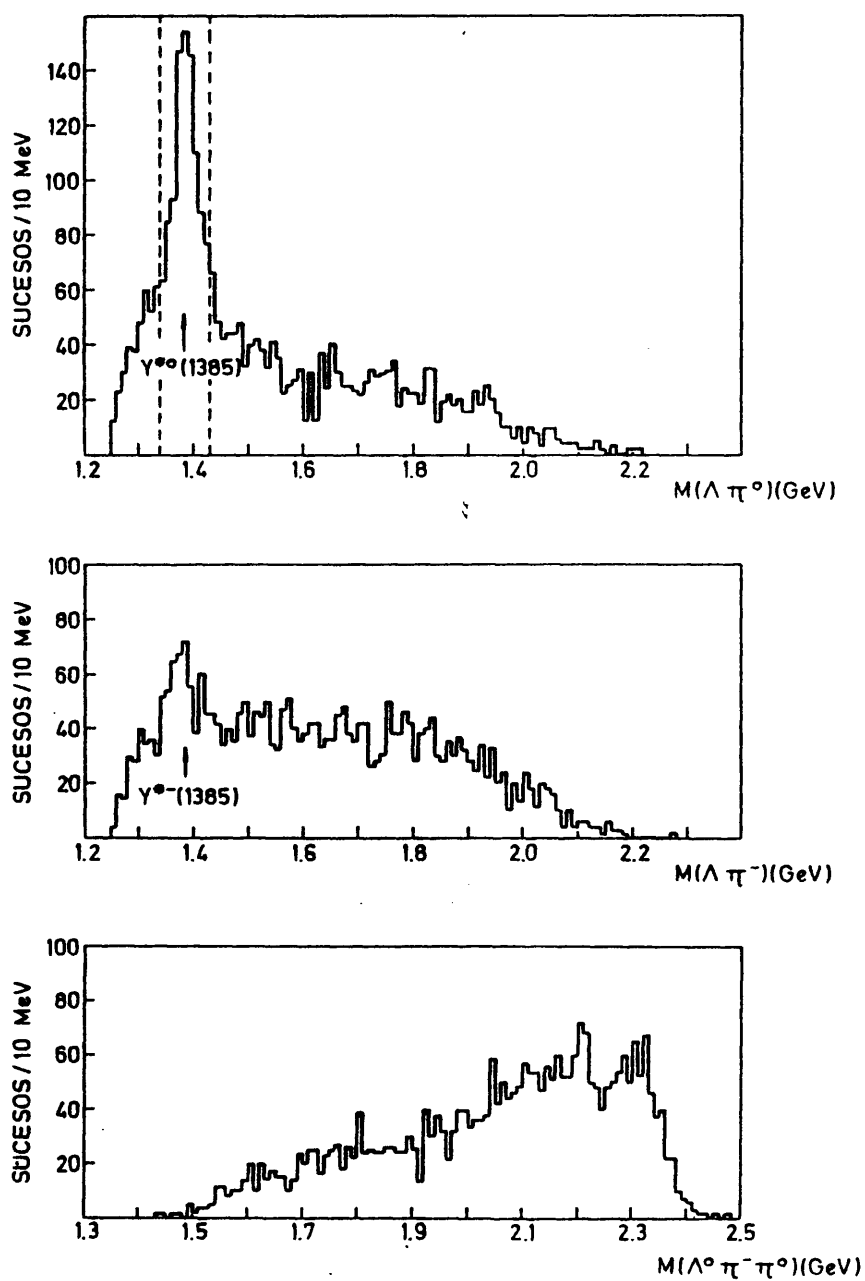


FIG. IV - 3

DISTRIBUCIONES DE MASA $\Lambda\pi$ y $\Lambda\pi\pi$.

CANAL $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$. SUCESOS CON $t < 1.2 \text{ GeV}^2$.

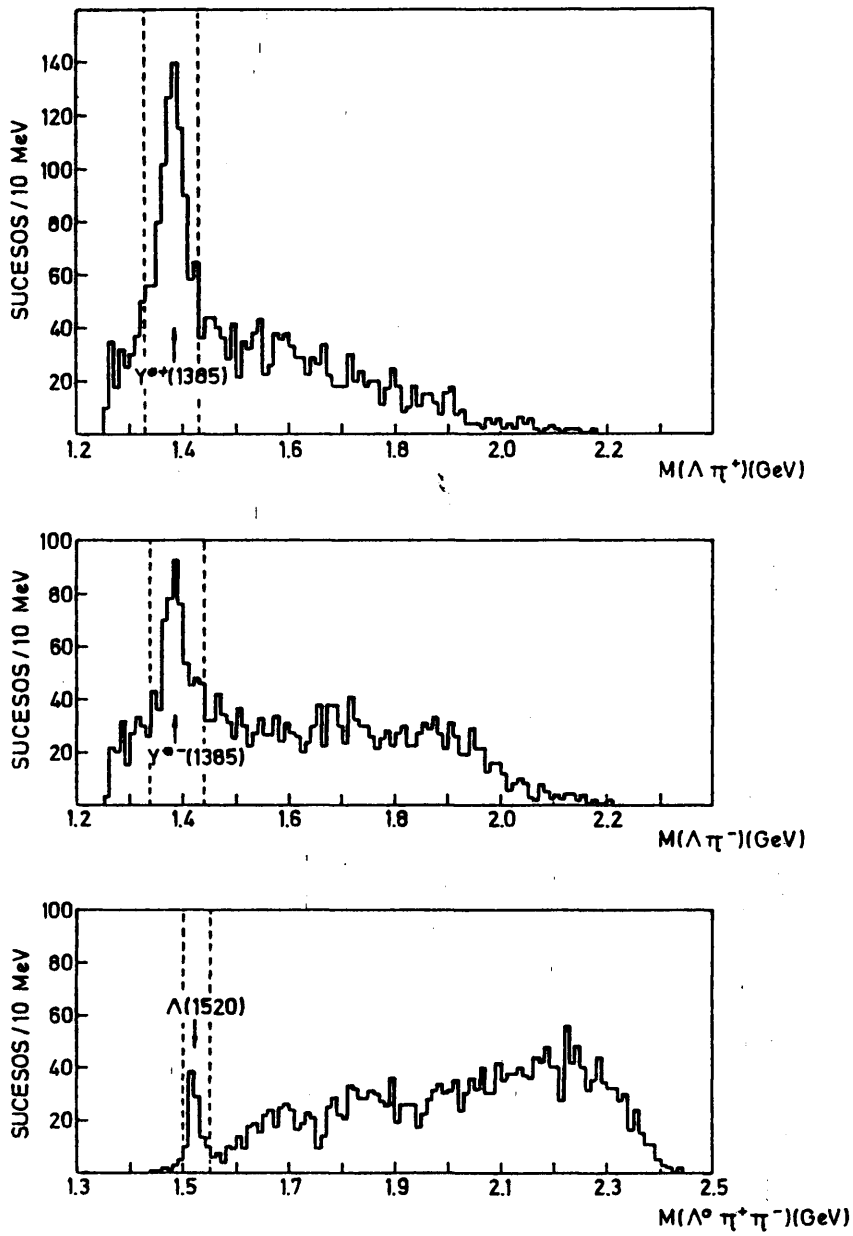


FIG. IV-4

DISTRIBUCIONES DE MASA $K\pi\pi$ PARA LOS SUCESOS
CON $t < 1.2$ Y CORTES EN LAS MASAS $\Lambda\pi$ Y $\Lambda\pi\pi$

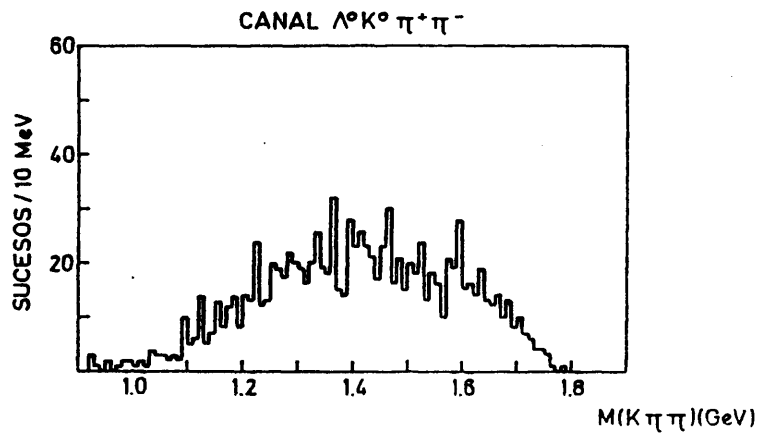
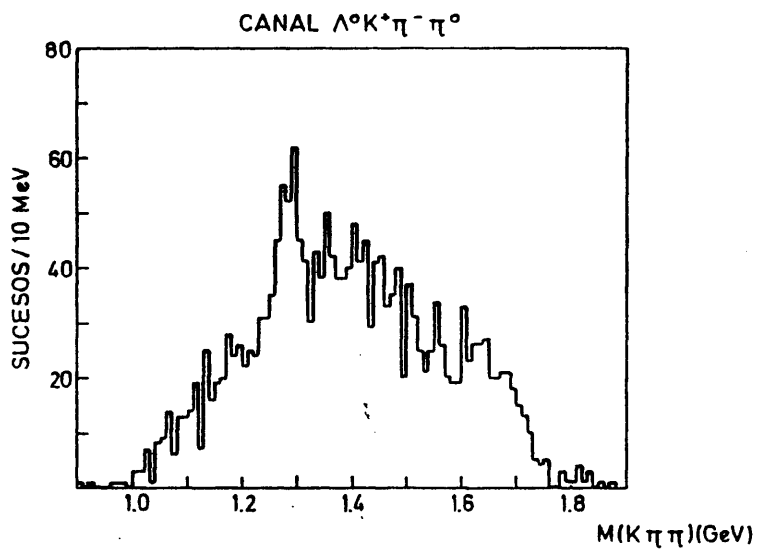
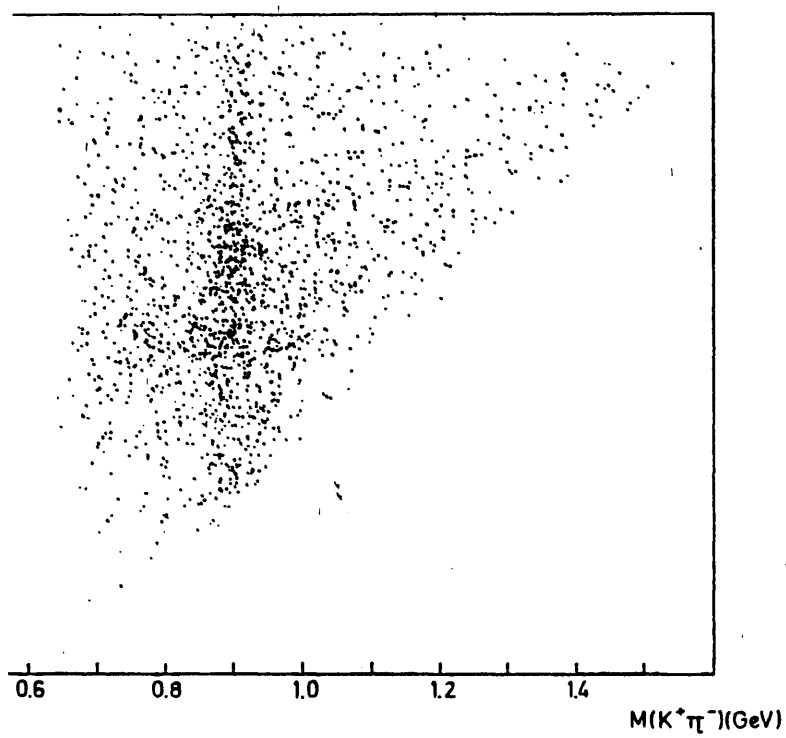


FIG. IV-5

$K\pi\pi$ EN FUNCION DE LA MASA $K^+\pi^-$. CANAL $\Lambda^0 K^+\pi^-\pi^0$



MASA EFECTIVA $K^+\pi^-$

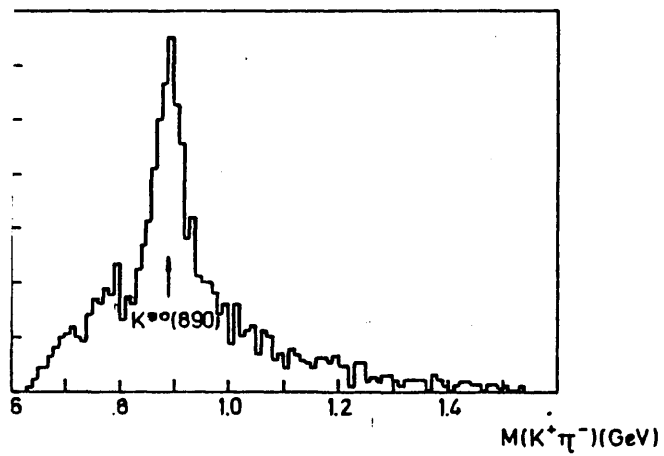
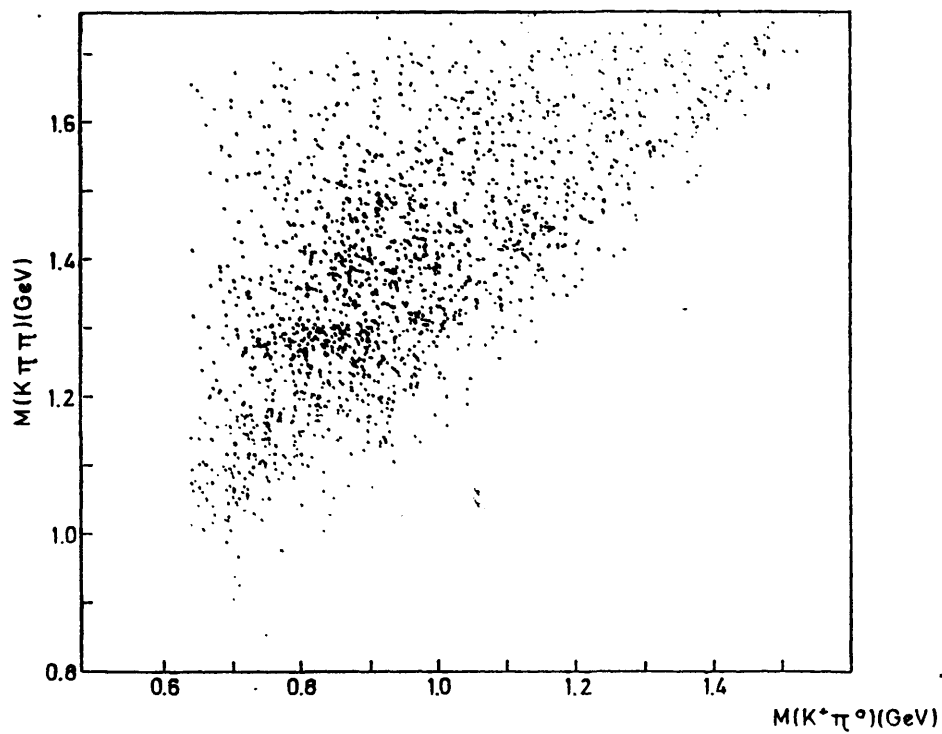


FIG. IV-6

MASA $K\pi\pi$ EN FUNCION DE LA MASA $K^+\pi^0$. CANAL $\Lambda^0 K^+\pi^-\pi^0$



MASA EFECTIVA $K^+\pi^0$

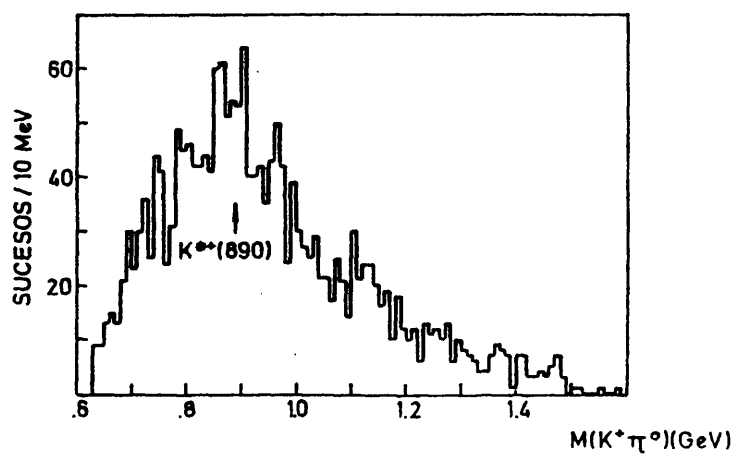
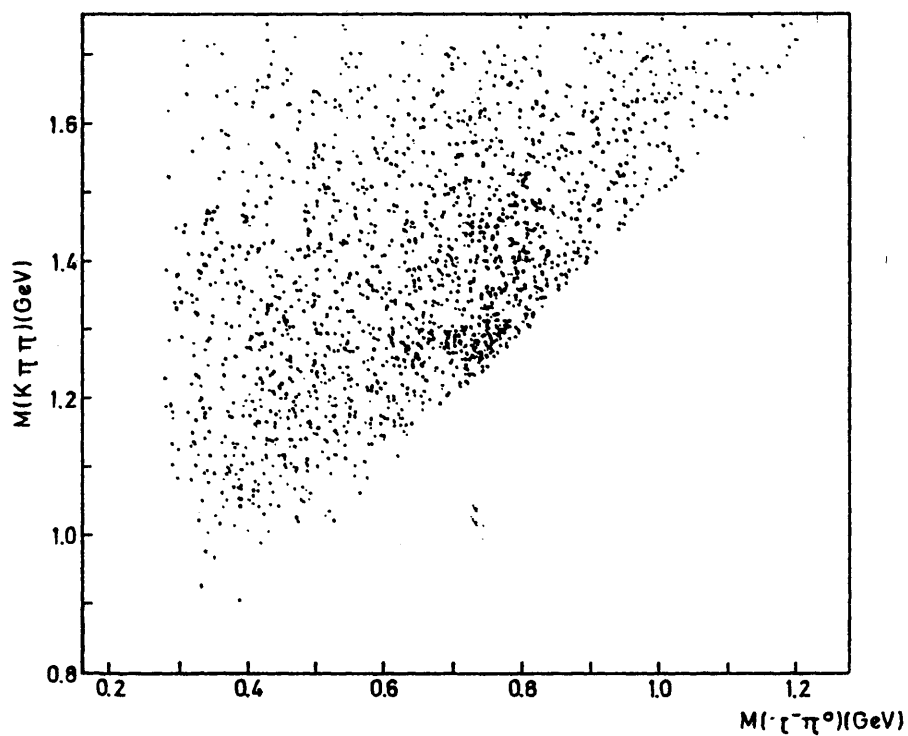


FIG. IV-7

MASA $K\pi\pi$ EN FUNCION DE LA MASA $\pi^-\pi^0$. CANAL $\Lambda^0 K^+\pi^-\pi^0$



MASA EFECTIVA $\pi^-\pi^0$

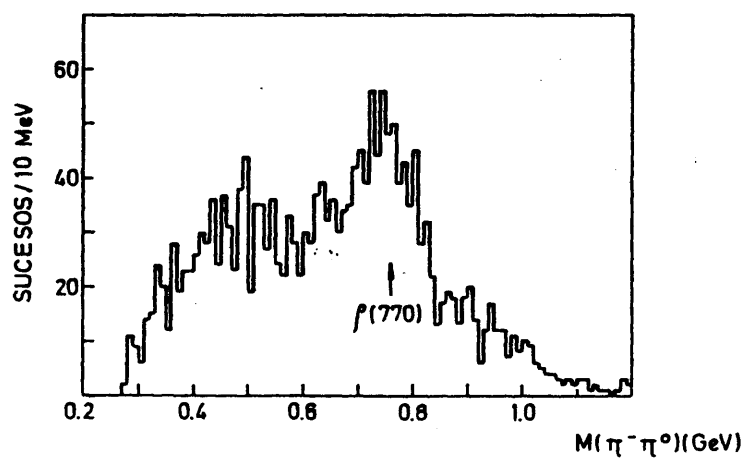
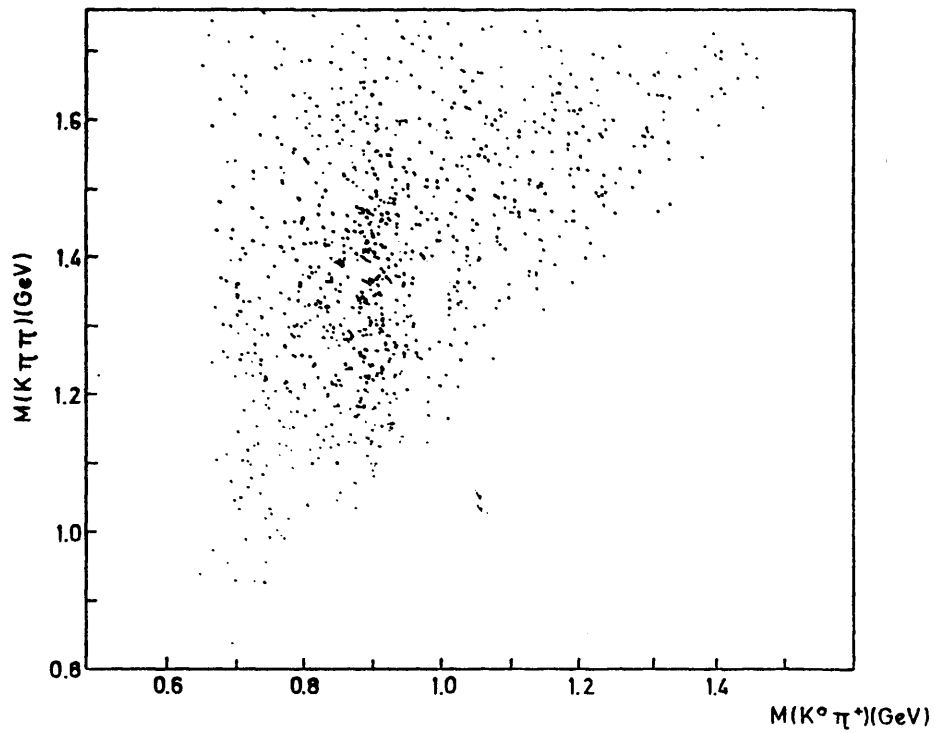


FIG. IV-8

MASA $K\pi\pi$ EN FUNCION DE LA MASA $K^0\pi^+$. CANAL $\Lambda^0 K^0\pi^+\pi^-$



MASA EFECTIVA $K^0\pi^+$

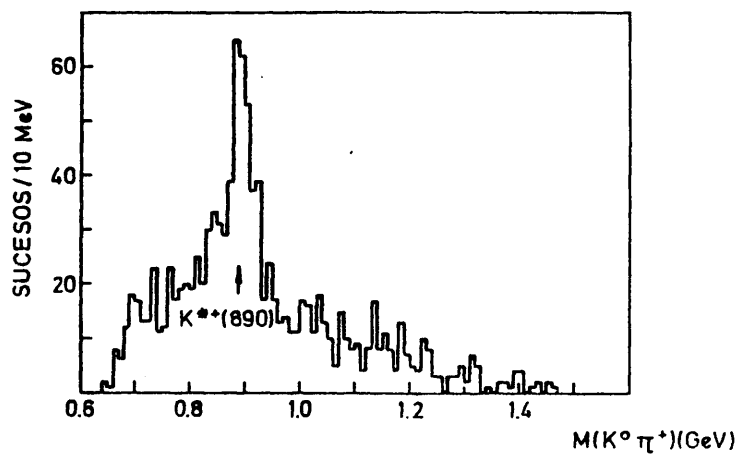
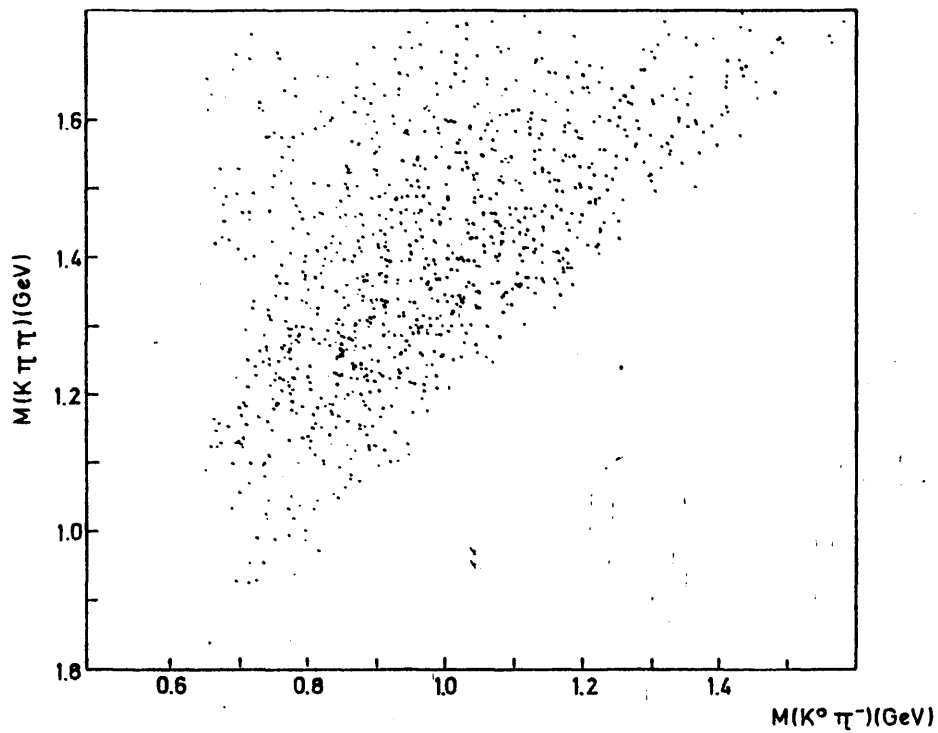


FIG. IV-9

MASA $K^0 \pi^+ \pi^-$ EN FUNCION DE LA MASA $K^0 \pi^-$ CANAL $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$



MASA EFECTIVA $K^0 \pi^-$

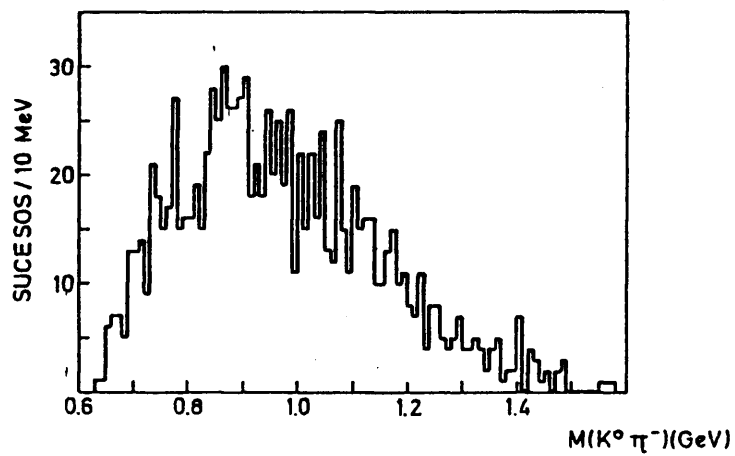
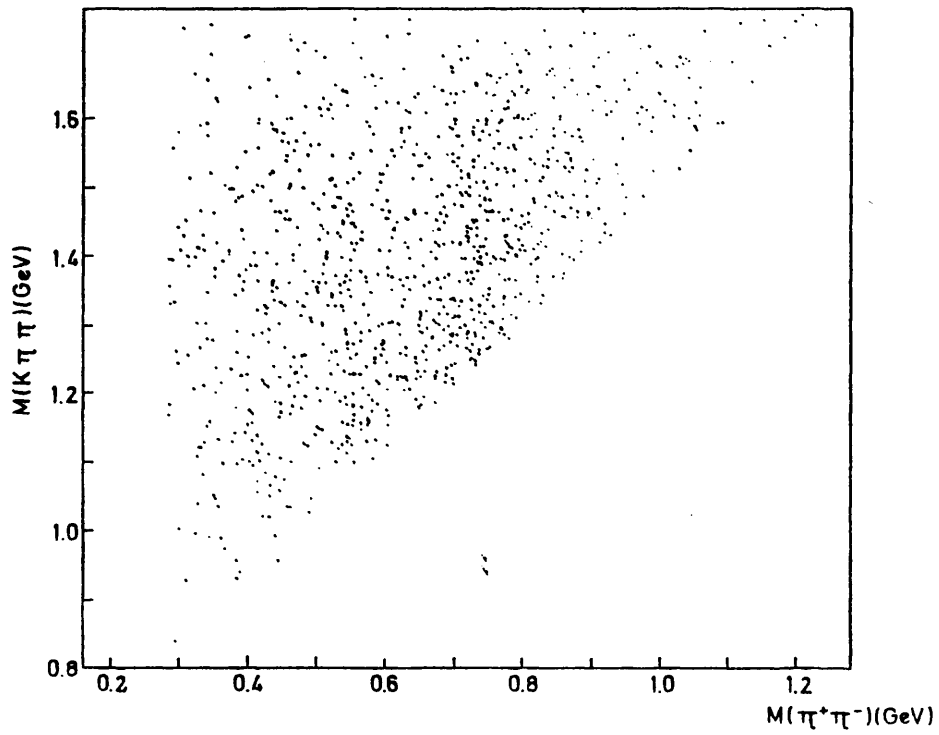


FIG. IV-10

MASA $K\pi\pi$ EN FUNCION DE LA MASA $\pi^+\pi^-$ CANAL $A^0 K^0 \pi^+\pi^-$



MASA EFECTIVA $\pi^+\pi^-$

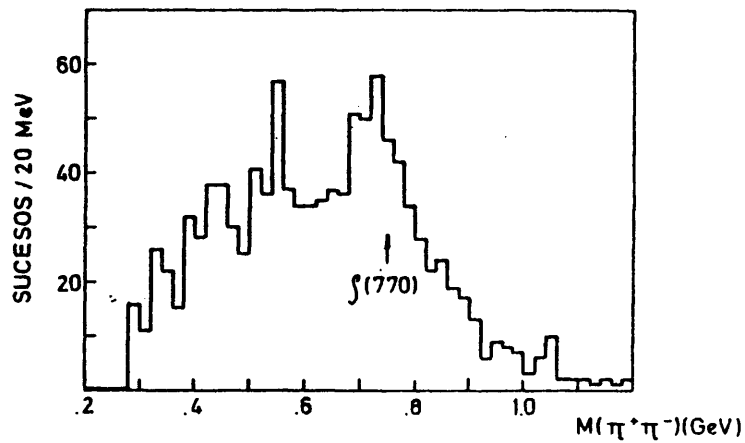
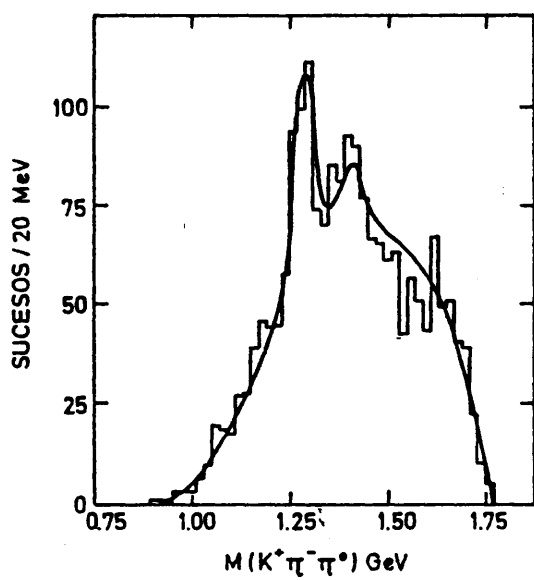


FIG. IV-11

DISTRIBUCIONES DE MASA $K\pi\pi$

SUCESOS $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$



SUCESOS $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$

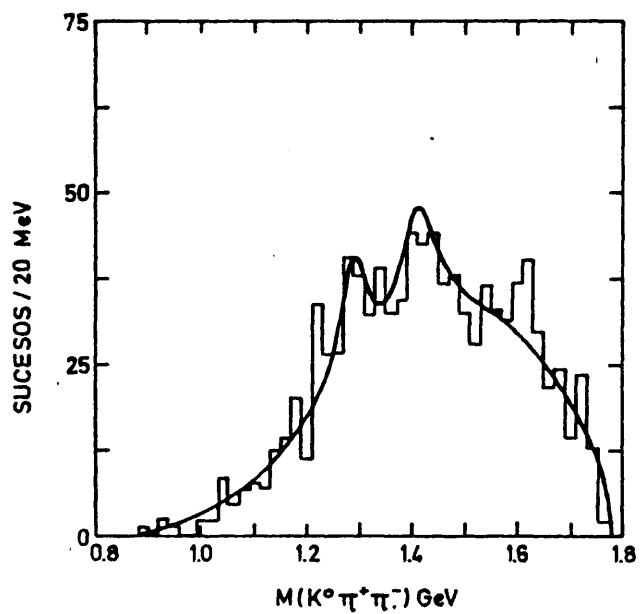


FIG. IV-12

CAPITULO V

ANALISIS DE AMPLITUDES DEL SISTEMA $K\pi\pi$

V.1. Introducción. Análisis de amplitudes realizados sobre el sistema $K\pi\pi$ en experimentos difractivos y no difractivos

Hasta 1975 los dos nonetes $SU(3)$ con $J^{PC} = 1^{++}, 1^{+-}$ predichos por el modelo quark contenían únicamente el $B(1235)$ ($c = -1$) y el $D(1275)$ ($c = +1$). Recientemente, se ha confirmado (Ref. V.1) que el A_1 pertenece al nonete 1^{++} , con isospin $I = 1$, y que el $E(1425)$ (Ref. V.2) tiene igualmente $J^{PC} = 1^{++}$. A todos ellos hay que sumar la evidencia del H ($J^{PC} = 1^{+-}$ con $I = 0$) (Ref. V.3).

Además, el modelo quark predice la existencia de dos mesones extraños, a los que se les ha llamado Q_A y Q_B , con $J^{PC} = 1^{++}$ y 1^{+-} respectivamente. Q_A y Q_B no son estados observables directamente, se mezclan para dar lugar a los mesones observados Q_1 y Q_2 . Los resultados mas recientes sobre estos dos estados provienen de un experimento de contadores K^-p a 63 GeV. (Ref. V.4) y pueden ser resumidos en la siguiente tabla:

	Masa	Anchura	Desintegración principal
Q_1	$1.27 \pm 0.01 \text{ GeV}$	$90 \pm 8 \text{ MeV}$	$\rho(770)K$
Q_2	$1.41 \pm 0.025 \text{ GeV}$	$195 \pm 25 \text{ MeV}$	$K^*(890)\pi$

Estos resultados están básicamente de acuerdo con los obtenidos anteriormente en otros experimentos y que más adelante mencionaremos.

Los autoestados de $SU(3)$ Q_A y Q_B se mezclan de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} |Q_2\rangle &= |Q_A\rangle \cos\theta + |Q_B\rangle \sin\theta \\ |Q_1\rangle &= -|Q_A\rangle \sin\theta + |Q_B\rangle \cos\theta \end{aligned}$$

El ángulo de mixing θ determinado a partir de las relaciones de desintegración en $K^*\pi$ y ρK de los mesones observados es, según los autores de la Ref. V.4, $\theta = 56^\circ \pm 3^\circ$, ángulo un poco mayor que el obtenido ($\sim 50^\circ$) por el grupo de SLAC en la misma reacción a 13 GeV/c. (Ref. V.5). A partir del ángulo de mixing se pueden determinar las masas de los autoestados de SU(3)

$\begin{aligned} M_{Q_A} &= 1.31 \pm 0.015 \text{ GeV} \\ M_{Q_B} &= 1.37 \pm 0.02 \text{ GeV} \end{aligned}$

Vemos, pues, que los dos nonetes 1^{++} y 1^{+-} están ya casi llenos y se pueden comprobar en ellos las predicciones de SU(3). Hay aún problemas, sin embargo, por lo que respecta a los mesones Q observados, debido a sus muy especiales propiedades de producción: hay diferencias esenciales entre los resultados obtenidos en producción difractiva o no difractiva, como será puesto de manifiesto en el breve resumen sobre los análisis realizados del sistema $K\pi\pi$ que viene a continuación. (Ref. V.6)

Hay mucha información experimental acumulada en los últimos años sobre el contenido en spin-paridad del sistema $K\pi\pi$. Los datos mas abundantes provienen de experimentos difractivos. La producción de dos mesones extraños Q ($J^P = 1^+$) con desintegración en $K^*\pi$ y ρK fue ya detectada en la reacción $K^-p \rightarrow K^-\pi^-\pi^+p$ a 25 y 40 GeV. (Ref. V.7). Se trataba de un experimento de contadores que proporcionó unos 10.000 sucesos $K^-\pi^-\pi^+p$. Sin embargo, los análisis de ondas parciales realizados no revelaron claramente picos en la distribución de masa $K\pi\pi$ que estuvieran acompañados de una gran variación de fase. Las señales pudieron ser in-

terpretadas cualitativamente como fondos tipo Deck. (Ref. V.8).

Los dos análisis fundamentales del sistema $K^* \pi$ producido difractivamente provienen del grupo de SLAC (Ref. V.9) y de la Colaboración Aachen-Berlin-CERN-London-Vienna-Rutherford-Ecole Polytechnique-Saclay (Ref. V.10).

El grupo de SLAC estudió la reacción $K^+ p \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- p$ a 13 GeV/c (la estadística era de unos 130.000 sucesos obtenidos mediante contadores). Los análisis de ondas parciales mostraron la producción de dos mesones extraños con $J^P = 1^+$: el Q_1 , con una masa de 1289 ± 3 MeV, una anchura de 150 ± 9 MeV y desintegrándose principalmente en ρK , y el Q_2 , con una masa de 1404 ± 5 MeV, anchura de 142 ± 4 MeV y desintegrándose en $K^*(890) \pi$. Los dos Q son producidos difractivamente, en parte de forma directa y en parte a través de un rescattering con un fondo tipo Deck que presenta un pico en la región de los 1.2 GeV. Es el comportamiento adecuado de las fases el que permite asegurar el carácter resonante del Q_1 y Q_2 y los distingue de los fondos producidos difractivamente. Se encontró, además, producción de $K^*(1420) \pi$ ($J^P = 2^+$) y evidencias de la existencia de una resonancia ancha 0^- a unos 1.4 GeV, y a la que se llamó K' .

La colaboración ABCDV-RPS dispuso de unos 40.000 sucesos de cámara de burbujas en las reacciones $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$ y $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p$ a 10, 14 y 16 GeV/c. Los resultados de los análisis estuvieron de acuerdo con los del grupo de SLAC: se producen $Q_1(1^+) \rightarrow K \rho$ y $Q_2(1^+) \rightarrow K^* \pi$ con diferentes mecanismos: el Q_2 conserva aproximadamente la helicidad en el canal t , mientras que el Q_1 la conserva en el canal s . Comparando los resultados de las dos reacciones se obtiene un isospin de $I = 1/2$ para el estado $K^* \pi$ desintegrándose en $K^* \pi$, pero el estado $K^* \pi$ desintegrándose en ρK parece tener además contribución de $I = 3/2$. Se produce además $K^*(1420) 2^+$ y contribuye de manera importante la onda 0^- .

Otro experimento de cámara de burbujas en el que se pudo estudiar la producción difractiva del sistema $K^* \pi$ fue el $K^- p$ a 4.2 GeV/c, analizado por la colaboración ACNO (Amsterdam-CERN-

Nijmegen-Oxford). (Ref. V.11). Sobre unos 12.000 sucesos $K^-p \rightarrow K^0 \pi^- \pi^0 p$ se realizó un análisis de ondas parciales. Se encontró producción de Q_1 , Q_2 y $K^*(1420)$, de acuerdo con los resultados de los otros experimentos que acabamos de mencionar.

La muestra difractiva $K\pi\pi$ mas reciente y de mayor estadística ha sido obtenida y analizada por la colaboración ACCMOR (Amsterdam-CERN-Cracovia Munich-Oxford-Rutherford) y ya ha sido mencionada al comienzo de esta introducción. (Ref. V.4). Se estudió la reacción $K^-p \rightarrow K^-\pi^-\pi^+p$ a 63 GeV, de la que se disponen de unos 200.000 sucesos. Los análisis de ondas parciales confirman la producción de los dos mesones Q , con las características ya apuntadas, y del $K^*(1420) 2^+$. Hay, también, una clara evidencia de producción de una resonancia 0^- a 1.46 GeV y se establece la presencia del mesón $L 2^-$ a altas masas $K\pi\pi$.

Las dificultades de interpretación de los datos difractivos provienen basicamente de la presencia de las amplitudes difractivas tipo Deck, que tienen además secciones eficaces de producción importantes a bajas masas $K\pi\pi$. Tiene por esto gran interés estudiar el sistema $K\pi\pi$ en reacciones en las que no sea producido difractivamente, donde las resonancias $K\pi\pi$ se producen sobre fondos mas pequeños y pueden ser mejor interpretadas.

Los datos no-difractivos son, en general, posteriores y mas escasos que los difractivos. La producción de Q_1 y Q_2 , por otra parte, presenta características diferentes a las hasta ahora reseñadas: el hecho mas notable es que sólo se producen el Q_1 o el Q_2 en este tipo de reacciones, nunca ambos a la vez.

La primera evidencia de la existencia del Q_1 proviene de un experimento de cámara de burbujas de aniquilaciones $p\bar{p}$ al reposo (Ref. V.12). Se disponía de 770 sucesos $p\bar{p} \rightarrow K^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ y se encontró un pico en la masa $K\pi\pi$, al que se le llamó C , a unos 1230 MeV de masa, con una anchura de unos 100 MeV y desintegración principal en ρK . Aunque la estadística no era suficiente para realizar un análisis de ondas parciales se apuntaron como posibles spin y paridad del C los valores 1^+ . En esta muestra no

aparecía ninguna señal en la región de los 1400 MeV.

El sistema $K\pi\pi$ ha sido también analizado en la reacción de intercambio de carga $K^-p \rightarrow \bar{K}^0\pi^+\pi^-n$ a 4.2 GeV en cámara de burbujas (se disponía de unos 20.000 sucesos). (Ref. V.13) En esta reacción se produce únicamente el $Q_2 \rightarrow K^*\pi$, pero no el Q_1 . Se produce asimismo el $K^*(1420)$ y quizás una resonancia 1^- a unos 1450 MeV.

Análogamente, en esta misma reacción de intercambio de carga $K^-p \rightarrow \bar{K}^0\pi^+\pi^-n$ a 10 GeV (Ref. V.14), un análisis de ondas parciales sobre unos 4000 sucesos obtenidos mediante contadores indicó que se producía únicamente el Q_2 . La pequeña estadística no permitió, sin embargo, conseguir resultados concluyentes sobre las fases relativas.

Por el contrario, en la reacción $K^-p \rightarrow K^0\pi^+\pi^0n$ a 4.2 GeV (unos 3000 sucesos de cámara de burbujas) (Ref. V.15), en la que el sistema $K\pi\pi$ se produce por intercambio de extrañeza, se observó únicamente el Q_1 desintegrándose en $K\rho$, pero no se produce ninguna resonancia en la región de los 1400 MeV.

Anotaremos, por último, que en la reacción de intercambio de carga $K^-p \rightarrow K^0\pi^+\pi^-n$ a 6 GeV (unos 4500 sucesos de contadores) (Ref. V.16) un análisis de ondas parciales detecta la clara producción de Q_2 sobre un fondo relativamente pequeño y con una fase que confirma su carácter resonante. No hay indicios de Q_1 y la comparación establecida entre los resultados relativos a la onda 1^+ para esta energía y los existentes a 4.2 y 10 GeV en la misma reacción muestra un acuerdo general. Aparecen además dos picos 1^- a 1500 y 1800 MeV y hay producción de $K^*(1420) 2^+$ y $K^*(1800) 3^-$.

El hecho que no se produzcan ambos mesones Q en reacciones difractivas y no difractivas y el que en reacciones de intercambio de extrañeza sólo se produce Q_2 , mientras que en intercambio de carga el que se produce es el Q_1 (lo que parece estar en contradicción con los modos de desintegración $Q_1 \rightarrow \rho K$ y $Q_2 \rightarrow$

$K^*\pi$) son características aún no suficientemente explicadas. Algún modelo teórico (Ref. V.17) trata la producción de mesones Q en procesos de intercambio de carga o hipercarga pero las dificultades aún no han sido resueltas.

Dedicamos este capítulo al estudio del sistema $K\pi\pi$ en la reacción de intercambio de hipercarga $\pi^-p \rightarrow K\pi\pi\Lambda$ a 4 GeV/c. Dos tipos de análisis de contenido de spin-paridad serán aplicados: uno sobre el diagrama de Dalitz $K\pi\pi$ (apartado V.2) y un análisis completo de ondas parciales descrito en el apartado V.3.

V.2. Análisis de amplitudes sobre el diagrama de Dalitz $K\pi\pi$.

Formalismo y resultados

Un estudio preliminar de la composición en spin-paridad del sistema $K\pi\pi$ se ha realizado a través de un análisis de ondas parciales simplificado sobre el diagrama de Dalitz $K\pi\pi$. (Ref. V.18).

El método utilizado es el descrito detalladamente en las Ref. V.19, empleado con éxito en otras ocasiones para analizar sistemas de tres mesones tales como $\pi\pi\pi$ (Refs. V.20) o $K\bar{K}\pi$ (Ref. V.21). En esencia el método consiste en lo siguiente:

La distribución de masa $K\pi\pi$ es dividida en varios intervalos y para los sucesos contenidos en cada uno de ellos se realiza un ajuste a la densidad de sucesos del diagrama de Dalitz del sistema $K\pi\pi$. Puesto que en la descripción de esta densidad se incluyen las contribuciones de los distintos estados de spin-paridad del sistema $K\pi\pi$, se consigue así representar el contenido en los estados J^P en función de la masa $K\pi\pi$.

La amplitud total que describe el diagrama de Dalitz se construye como suma incoherente de estados $K\pi\pi$ con J^P bien definidos. Hay dos tipos de amplitudes parciales: las que describen el sistema $K\pi\pi$ desintegrándose vía cuasi-dos cuerpos a través de un isobar (resonancia dimesónica intermedia), y las que describen el fondo, donde hay que tener en cuenta las reflexiones de

resonancias que incluyan el Λ^0 .

Ambos tipos de amplitudes parciales se construyen explícitamente según su J^P , usando las representaciones de Zemach, que aseguran la correcta dependencia en el spin-paridad (Ref. V.22). La dependencia en masa de cada estado debe ser descrita mediante una Breit-Wigner para el isobar o algún otro tipo de parametrización adecuada. Cada amplitud parcial J^P es, a su vez, suma de amplitudes con ese mismo spin-paridad pero diferentes momentos angulares orbitales L entre el isobar y el mesón residual.

La amplitud total es, pues, una suma de la forma:

$$A = \sum_{J^P L} \alpha_L^{J^P} A_L^{J^P}$$

siendo los $\alpha_L^{J^P}$ los parámetros a ajustar y $A_L^{J^P}$ las amplitudes de Zemach.

Una de las ventajas de este método, que simplifica notablemente el análisis, por lo que al número de parámetros se refiere, es que al calcular la densidad de probabilidad sobre el diagrama de Dalitz (es decir, al hallar el módulo al cuadrado de la amplitud total que acabamos de describir), la interferencia entre las amplitudes correspondientes a distintos estados de spin-paridad es nula.

Estas interferencias se anulan debido a la ortogonalidad de las funciones D de Wigner que describen la orientación del plano de desintegración del sistema $K\pi\pi$. Esta ortogonalidad significa que al integrar el producto de funciones $D_M^J(\alpha, \beta, \gamma)$ y $D_{M'}^{J'}(\alpha, \beta, \gamma)$ (cada función D va multiplicando una amplitud parcial) a todo el espacio de fases, la integral se anula a menos que $J = J'$ y $M = M'$.

Esta es la razón por la que este método de análisis no puede ser aplicado a muestras experimentales con cortes en las variables cinemáticas: la ortogonalidad de estados con diferente

J^P se destruiría y aparecerían términos de interferencia entre ellos, lo que causaría un aumento muy considerable en el número de parámetros a ajustar y en las ambigüedades entre los diferentes términos que contribuyen al ajuste.

Lo que sí aparece en la expresión de la densidad son términos de interferencia entre ondas del mismo J^P y diferentes isobares o diferentes momentos angulares orbitales L . La forma de la función densidad que ajusta al diagrama de Dalitz tiene, entonces, la forma siguiente:

$$|A|^2 = \sum_{J^P L L'} \alpha_L^{J^P} \cdot \alpha_{L'}^{J^P*} \cdot A_L^{J^P} \cdot A_{L'}^{J^P*} = \sum_{J^P L} |\alpha_L^{J^P}|^2 |A_L^{J^P}|^2 + \sum_{J^P L L'} 2 \operatorname{Re}(\alpha_L^{J^P} \alpha_{L'}^{J^P*} \cdot A_L^{J^P} \cdot A_{L'}^{J^P*})$$

Esta función se ajusta a los datos experimentales por un método de máxima verosimilitud, del que se obtienen las fracciones de las diferentes ondas $J^P L$ y la cantidad de interferencia entre ellas, pero no sus fases relativas.

De lo dicho arriba se deduce inmediatamente que el canal $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ no puede ser utilizado para realizar un análisis de este tipo, debido a los cortes cinemáticos efectuados en los sucesos con K^0 no visto para eliminar la contaminación de sucesos del canal $\Sigma^0 K^+ \pi^- \pi^0$ (ver capítulo III). Es por esto que aplicaremos este formalismo solamente al canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$.

Para realizar este análisis se ha utilizado el conjunto de sucesos $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$ seleccionados en el capítulo III y con una transferencia de momento del π^- al sistema $K\pi\pi$ menor que $1.2 \text{ GeV}^2(*)$. Ya se vio en el capítulo IV que esta selección en la producción del sistema $K\pi\pi$ disminuye el fondo sobre el que se produce el Q_1 .

La región de masa $K\pi\pi$ entre 0.86 y 1.66 GeV ha sido divi-

(*) La variable t es independiente de los ángulos que definen la dirección de la normal al sistema $K\pi\pi$ y selecciones en ella no afectan a la ortogonalidad de las funciones D y por tanto al método de análisis empleado.

dida en cinco intervalos, que contienen aproximadamente el mismo número de sucesos:

0.86 - 1.22 GeV
 1.22 - 1.33 GeV
 1.33 - 1.44 GeV
 1.44 - 1.55 GeV
 1.55 - 1.66 GeV

En cada uno de estos intervalos de masa $K\pi\pi$ se ha realizado un ajuste al diagrama de Dalitz. Dos isobares han sido considerados: el $K^*(890)$ y el $\rho(770)$: se han introducido en el ajuste amplitudes parciales para las desintegraciones del sistema $K\pi\pi$ en $K\rho$ y $K^*\pi$ correspondientes a las siguientes asignaciones de spin-paridad J^P y momento angular orbital relativo L entre el isobar y el tercer mesón:

$0^-(P), 1^+(S), 1^+(D), 1^-(P), 2^-(P)$ y $2^+(D)$

Como ya hemos dicho, las amplitudes con distinto J^P se añaden de forma incoherente, pero se han previsto interferencias entre los dos modos de desintegración $K\rho$ y $K^*\pi$ con el mismo J^P . Se ha considerado, asimismo, un fondo que contiene la descripción del espacio de fase $K\pi\pi$ y las reflexiones debidas a la producción de los $\Upsilon^*(1385)$. Las resonancias $K^*(890)$, $\rho(770)$ y $\Upsilon^*(1385)$ han sido descritas mediante distribuciones Breit-Wigner con masas y anchuras dadas por las tablas del P.D.G. (Ref. V.29)

Los resultados del ajuste aparecen en la FIG. V.1, donde se representan únicamente las contribuciones de ondas con $J^P = 1^+, 2^+$ y el fondo. Los rasgos mas sobresalientes son los siguientes:

- Se produce $Q_1(1280)$, con spin-paridad 1^+ y desintegración en $K\rho$ (onda S).

- Ninguna señal significativa se aprecia en la onda 1^+S

con desintegración en $K^*\pi$, lo que significa que no se produce el $Q_2(1400)$.

- El estado 1^+D (K^*) contribuye de forma significativa sobre todo en regiones de alta masa del sistema $K\pi\pi$. Sin embargo su comportamiento es diferente del que cabría esperar si se asociara al mesón Q_2 .

- La contribución de la onda 2^+D , con desintegración en $K^*\pi$, señala la producción de $K^*(1430)$.

- El término de espacio de fase y la reflexión del $Y^*(1385)$ contribuyen suavemente al fondo, mientras que la contribución del Y^{*0} es mucho mas importante y se manifiesta en las altas masas $K\pi\pi$.

Es importante hacer notar las limitaciones fundamentales del método, aparte de la ya mencionada de no poder ser aplicado a muestras con cortes cinemáticos:

- Se trata de un análisis de contenido de spin-paridad del sistema $K\pi\pi$, que utiliza la información experimental sobre la desintegración del sistema pero no sobre su producción: la información sobre el comportamiento angular de la normal al plano de desintegración del sistema $K\pi\pi$ no es aprovechada por este formalismo. De ahí que no puedan ser determinadas las contribuciones de las distintas terceras componentes M del spin del sistema $K\pi\pi$, ni las fases relativas entre las distintas ondas. (el conocimiento de la evolución de fases relativas entre amplitudes es de gran importancia para determinar el carácter resonante o no de una onda J^P).

- Tampoco se utiliza la información disponible sobre la desintegración del Λ^0 , información que permitiría estudiar, por ejemplo, el comportamiento de la polarización del Λ^0 con la masa $K\pi\pi$.

Todas estas limitaciones son superadas por el análisis de ondas parciales más general que será descrito y utilizado a continuación.

V.3. Análisis de ondas parciales del sistema $K\pi\pi$

V.3.1. Introducción

En el análisis descrito en el apartado anterior, sólo se ha utilizado la información contenida en las dos variables del diagrama de Dalitz. Sin embargo la información disponible en la reacción

$$\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \pi^- p$$

es mucho mas amplia y permitiría, con un método de análisis más general, obtener una descripción completa de la producción y desintegración del sistema de tres mesones. El método de análisis en ondas parciales, que describiremos en detalle en la sección V.3.2, aprovecha al máximo la información experimental. Fue utilizado por primera vez a comienzos de los años 70 por Ascoli y sus colaboradores del grupo de Illinois en el estudio de la reacción

$$\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- p \quad (\text{Ref. V.23})$$

Su generalización al estudio de cualquier sistema de tres mesones es simple (ver Ref. V.24) y el método ha sido utilizado, con éxito, por muchos grupos experimentales para el análisis de sus datos, fundamentalmente $\pi\pi\pi$ y $K\pi\pi$ por razones estadísticas (ref. V.6).

Existen actualmente dos procedimientos prácticos de aplicar el método al analizar una reacción determinada:

i) el primero, utilizado inicialmente por Ascoli que obtiene, como parámetros del ajuste, los elementos de la matriz densidad del sistema de tres mesones ($\rho^{KK'}$).

ii) el segundo, desarrollado por la escuela de Berkeley - SLAC (Ref. V.25) cuyos parámetros son directamente las amplitudes de producción del sistema de tres mesones (T^K).

En ausencia de información sobre la helicidad del protón incidente o del barión saliente no es posible obtener las amplitudes de producción, en cuyo caso el procedimiento ii) debe considerarse simplemente como una parametrización económica* de los elementos de matriz densidad que se obtienen a partir de los parámetros ajustados, según la expresión

$$\rho^{KK'} = \sum_{\lambda\lambda'} T_{\lambda\lambda'}^K T_{\lambda\lambda'}^{K'*}$$

Ambos métodos obtienen, pues, resultados similares. Sin embargo, cuando se posee la información de helicidad de los bariones el procedimiento ii) se convierte realmente en un análisis de amplitudes. Este es nuestro caso debido a la presencia del Λ en el estado final y por tanto será el procedimiento ii) el que utilizaremos.

La aplicación práctica del método de análisis en ondas parciales a los datos experimentales requiere hipótesis extras simplificadoras que reciben el nombre de "modelo isobar" y son tratadas en la sección V.3.3. El modelo isobar juega un papel en este análisis similar al modelo de Zemach en el método del diagrama de Dalitz. Ambos introducen una dinámica que describe esencialmente procesos de desintegración secuenciales. La dominancia de este tipo de procesos es una observación experimental.

La información adicional que nos proporciona la desintegración débil del Λ se discute en la sección V.3.4. A continuación se describe brevemente el procedimiento seguido en el ajuste de nuestros datos y finalmente en la sección V.3.5 presentamos los

(*) Al parametrizar la matriz densidad como suma de productos de amplitudes, las condiciones de positividad y rango se satisfacen automáticamente, lo que permite ahorrar parámetros en el ajuste (ver Ref. V.6)

resultados obtenidos en el análisis de los dos canales

$$\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0 \Lambda^0$$

$$\pi^- p \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^- \Lambda^0$$

V.3.2. Descripción general del método

Nuestro propósito es realizar un análisis de ondas parciales sobre el sistema $K\pi\pi$ en la reacción $\pi^- p \rightarrow (K\pi\pi)\Lambda$. Se trata de un caso particular de la reacción general:

$$a + b \rightarrow 1 + 2 + 3 + 4$$

en la que el haz incidente a y los tres mesones 1, 2 y 3 (en nuestro caso π^- y $K\pi\pi$ respectivamente) tienen spin cero y el blanco b y la partícula 4 que retrocede al sistema (1 2 3) (en nuestro caso p y Λ) tienen spin 1/2.

Una partícula libre de masa m y spin j queda completamente descrita a través del estado $|\vec{p} \lambda m j\rangle$, siendo \vec{p} su momento y λ su helicidad. (Ref. V.26) Por tanto, la amplitud de producción de la reacción $a + b \rightarrow 1 + 2 + 3 + 4$, para momentos y helicidades fijados puede escribirse así:

$$f_{\lambda_b \lambda_4} \equiv \langle \vec{p}_1 \vec{p}_2 \vec{p}_3; \vec{p}_4 \lambda_4 | U | \vec{p}_a; \vec{p}_b \lambda_b \rangle$$

A primera vista la base de estados $|\vec{p} \lambda m j\rangle$ puede parecer muy conveniente puesto que son los momentos de las partículas las magnitudes que se miden en las cámaras de burbujas. Sin embargo, ya hemos mencionado que si tratamos de obtener información sobre la existencia de resonancias desintegrándose en (1 2 3) ($K\pi\pi$) deberemos trabajar con estados (1 2 3) de spin-paridad bien definida ya que las resonancias tienen J y P determinados.

Para obtener la amplitud $f_{\lambda_b \lambda_4}$ en función de los estados que más nos interesen basta con realizar los adecuados cambios

de base.

A través de algunos cambios intermedios se muestra detalladamente en la Ref. V.24 que, en el sistema centro de masas de (1 2 3), el sistema de tres mesones (1 2 3) puede ser descrito en función de estados de la forma:

$$|\vec{P}_{123} = 0\rangle J^P M M_{123} M_n j_n l_n n \rangle$$

siendo:

$\vec{P}_{123} = 0$: momento total del sistema (123) en su centro de masas
J^P	: spin-paridad del sistema (123)
M	: valor absoluto de la proyección del spin J sobre el eje z del sistema de referencia elegido
M_{123}	: masa efectiva del sistema (123)
n	: índice que designa el sistema de dos mesones considerado (si $n = 1$, el sistema es el (23), si $n = 2$, el (13), y si $n = 3$, el (12))
M_n	: masa efectiva del sistema dimesónico (también llamado isobar)
j_n	: spin del sistema de dos mesones
l_n	: momento angular orbital entre el sistema dimesónico y el tercer mesón restante.

Al introducir el número cuántico n se incorpora al formalismo el hecho de que la paridad se conserva en el proceso de producción. Sobre el significado de n es interesante que hagamos algunas observaciones:

A partir de la base de estados $|\vec{P}_{123} = 0\rangle J^P M M_{123} M_n j_n l_n n \rangle$, donde M (tercera componente del spin) toma todos los valores $-J < M < J$, se definen los estados $|\vec{P}_{123} = 0\rangle J^P M M_{123} M_n j_n l_n n \rangle$,

donde $0 < M < J$ y $\eta = \pm 1$.

Esta nueva base, que, por supuesto, da lugar al mismo conjunto de estados que la anterior, se construye de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} | \vec{p}_{123} = 0 \rangle J^P M M_{123} M_n j_n l_n \eta & \equiv \\ \equiv C_M \left\{ | \vec{p}_{123} = 0 \rangle J^P M M_{123} M_n j_n l_n \eta > + \eta \epsilon (-1)^M | \vec{p}_{123} = \right. \\ & \left. = 0 \rangle J^P M M_{123} M_n j_n l_n \eta > \right\} \\ \text{siendo: } \begin{cases} C_M = 1/\sqrt{2} & \text{para } M \neq 0 \\ 1/2 & \text{para } M = 0 \end{cases} \\ \epsilon = P(-1)^{J+1} \end{aligned}$$

Para estos nuevos estados se verifica (Refs. V.27):

$$\begin{aligned} Y | \vec{p}_{123} = 0 \rangle J^P M M_{123} M_n j_n l_n \eta & = -\eta | \vec{p}_{123} = 0 \rangle J^P M M_{123} M_n j_n l_n \eta > \\ P | \vec{p}_{123} = 0 \rangle J^P M M_{123} M_n j_n l_n \eta & = \eta_1 \eta_2 \eta_3 (-1)^{j_n + l_n} | \vec{p}_{123} = \\ & = 0 \rangle J^P M M_{123} M_n j_n l_n \eta > \end{aligned}$$

donde Y es el operador reflexión sobre el plano de producción del sistema (123) y P el operador paridad ($\eta_1 \eta_2 \eta_3 (-1)^{j_n + l_n} = P$ es, por tanto, la paridad del sistema (123)). Así pues, los estados de la nueva base siguen siendo autoestados de la paridad y además lo son del operador Y : $\eta = \pm 1$ es el autovalor del operador reflexión sobre el plano de producción.

Entre las ventajas principales de esta nueva representación está el hecho de que la matriz densidad del sistema (123), según se definirá mas adelante, es diagonal en η , y que además, si $M = 0$, $\eta = 1$ corresponde a un intercambio de paridad natural y $\eta = -1$ corresponde a formación del sistema (123) por intercam

bio de paridad no natural. (Si $M \neq 0$ esto es cierto en primer orden en $1/S$).

Para describir un estado final de N partículas son necesarias $3N-3$ variables independientes. En nuestro caso, (4 partículas resultantes de la reacción) este número de variables es 9, cinco de las cuales describen el sistema de tres mesones (123). La amplitud de producción $f_{\lambda_b \lambda_4}$ dependerá por tanto de ocho variables, que pueden ser elegidas de diferentes maneras. La elección que aquí haremos es la siguiente:

- s : cuadrado de la energía total en el centro de masas de la reacción.
- t : transferencia de momento de \underline{b} a $\underline{4}$.
- M_{123} : masa efectiva del sistema (123)
- α, β, γ : ángulos de Euler que describen la orientación del plano de desintegración del sistema de los mesones (123) respecto al sistema de referencia general de la reacción (que es el sistema de Gottfried-Jackson como detallaremos más adelante)
- s_1, s_2 : dos variables que describan el diagrama de Dalitz del sistema (123) (por ejemplo, los cuadrados de las masas efectivas de los sistemas 23 y 13 respectivamente, o bien, una de estas masas y un ángulo de desintegración del sistema de dos piones)
- ψ : ángulo que describe la dirección del protón, proveniente de la desintegración del Λ , en el centro de masas del Λ . Esta variable contiene la información de la polarización del Λ . La ignoraremos de momento, puesto que el formalismo es válido también para experimentos sin información de polarización y volveremos sobre ella en la sección V.3.4.

Esta particular elección de variables se debe a que el formalismo va a asumir que la reacción tiene lugar a través de la

desintegración secuencial del sistema (123) en estados intermedios de dos mesones, hipótesis obligada si no se posee la suficiente estadística para hacer ajustes en intervalos de las variables s_1 y s_2 y totalmente razonable en nuestro caso puesto que se puede ver experimentalmente que las resonancias dimesónicas dominan el diagrama de Dalitz del sistema (123). (Recordemos que en el capítulo anterior un estudio cualitativo de las distribuciones de masa dimesónicas nos condujo a esta conclusión).

El pasar de nuestra primitiva base de momentos y helicidades a la nueva base que hemos definido, y que designaremos a partir de ahora abreviadamente por $|J^P M n l j n\rangle$, lleva consigo la aparición de una serie de factores y sumatorias en la expresión final de la amplitud $f_{\lambda_b \lambda_u}$:

$$\begin{aligned} f_{\lambda_b \lambda_u}(s, t, M_{123}, \alpha, \beta, \gamma, s_1, s_2) &= \\ &= \sum_{(J^P M(\geq 0) n l j_n)} B^{J^P M n}(\alpha, \beta, \gamma) \cdot G^{J^P l n j_n}(M_{123}, s_1, s_2) \cdot \\ &\cdot h_{\lambda_b \lambda_u}^{J^P M n l j_n}(s, t, M_{123}, M_n) \end{aligned}$$

La amplitud $f_{\lambda_b \lambda_u}$ consta esencialmente de dos partes:

- Las funciones h , amplitudes que describen la producción del sistema (123), y que se definen de la siguiente manera:

$$h_{\lambda_b \lambda_u}^{J^P M n l j_n} = \langle \vec{p}_{123} = 0 | J^P M_{123} M_n l j_n n; \vec{p}_4 \lambda_u | U | \vec{p}_a; \vec{p}_b \lambda_b \rangle$$

Las amplitudes de producción son desconocidas (se obtienen del ajuste a los datos experimentales) y dan la contribución de cada onda parcial $|J^P M n l j_n\rangle$ y la dependencia de esta contribución en las variables (s, t, M_{123}, M_n) .

- la segunda parte contiene el producto de las funciones B

y G, que describen la desintegración del sistema (123). Las funciones $B^{JPMn}(\alpha, \beta, \gamma)$ son combinaciones de funciones de Wigner $D_{MM}^J(\alpha, \beta, \gamma)$, y aparecen como consecuencia del cambio del sistema de referencia en el que se describe la desintegración al sistema en el que se describe la producción del (123) (Su forma explícita puede ser consultada en la Ref. V.25). Las funciones $G^{J^{P1} n j n}(M_{123}, s_1, s_2)$ dan la desintegración del sistema mesónico (123) a través del sistema dimesónico especificado por el índice n.

Como ya adelantamos al hablar de nuestra elección de variables, (α, β, γ) son los ángulos de Euler que pasan de uno a otro de los dos sistemas de referencia que es necesario considerar para estudiar la desintegración del sistema (123).

En efecto, definimos dos sistemas S y S', ambos con origen en el centro de masas del sistema de tres mesones:

S es el sistema de Gottfried-Jackson:

$$S \begin{cases} \text{eje } \hat{z} : \text{dirección del haz} \\ \text{eje } \hat{y} : \text{perpendicular al plano de producción del sistema} \\ \quad (123), \text{ es decir, en la dirección de } \hat{p}_4 \times \hat{z} \\ \text{eje } \hat{x} = \hat{y} \wedge \hat{z} \end{cases}$$

En este sistema S se mide la proyección M del momento angular J del sistema (123).

Estudiar la desintegración del sistema de tres mesones en el sistema S resulta complicado. Se define por eso un nuevo sistema de referencia S' en el cual las funciones que describen la desintegración tienen la forma mas simple. Una vez obtenidas, pueden ser transformadas al sistema S a través de los ángulos de Euler α, β, γ .

$$S' \begin{cases} \text{eje } \hat{z}' : \text{dirección de la partícula que retrocede al iso-} \\ \quad \text{bar} \\ \text{eje } \hat{y}' : \text{perpendicular al plano de desintegración del} \\ \quad \text{sistema (123), es decir, en la dirección de} \\ \quad \hat{p}_1 \times \hat{p}_2 \end{cases}$$

$$\{ \text{eje } \hat{x}' = \hat{y}' \times \hat{z}'$$

El sistema de referencia en el que se miden los ángulos de desintegración del sistema dimesónico es aquel en el que el isobar está en reposo y el eje z tiene la dirección del mesón que retrocede al isobar.

Si el blanco b no está polarizado y la helicidad de la partícula 4 no es medible la sección eficaz que reproduce la distribución experimental será una suma extendida a todas las heli-
cidades λ_b y λ_4 :

$$\frac{d\sigma}{ds dt dM_{123} d\alpha d\beta dy ds_1 ds_2} \equiv \sum_{\lambda_b \lambda_4} |f_{\lambda_b \lambda_4}|^2 =$$

$$= \sum_{\substack{J^P M \eta l_n j_n \\ J^{P'} M' \eta' l'_n j'_n}} (B^{J^P M \eta} \cdot G^{J^P l_n j_n}) (B^{*J^{P'} M' \eta'} \cdot G^{*J^{P'} l'_n j'_n}) \cdot \rho_{J^{P'} M' \eta' l'_n j'_n}^{J^P M \eta l_n j_n}$$

habiendo definido los elementos de la matriz densidad de la siguiente manera:

$$\rho_{J^{P'} M' \eta' l'_n j'_n}^{J^P M \eta l_n j_n}(s, t, M_{123}, M_n) = \sum_{\lambda_b \lambda_4} (h_{\lambda_b \lambda_4}^{J^P M \eta l_n j_n}) \cdot (h_{\lambda_b \lambda_4}^{J^{P'} M' \eta' l'_n j'_n})^*$$

Nótese que la matriz densidad no sólo depende de las variables s, t y M_{123} , sino también de M_n , lo que quiere decir que puede variar sobre el diagrama de Dalitz del sistema (123). Por otra parte, y como ya hemos adelantado al hablar del autovalor η , los elementos de la matriz densidad con $\eta \neq \eta'$ son nulos. (Ref. V.24).

Es importante insistir en el hecho de que cualquiera de los tres valores posibles del índice n proporciona una descripción completa de la sección eficaz que pretendemos estudiar (n se elige de antemano: no entra como índice en el sumatorio que da la sección eficaz).

Añadiremos por último que el que se conserve la paridad en el proceso de producción reduce el número de amplitudes independientes h , puesto que se tienen que cumplir las relaciones:
(Ref. V.24)

$$h_{\lambda_b \lambda_u}^{J^P M n l j n} = \eta(-1)^{1+\lambda_b+\lambda_u} h_{-\lambda_b -\lambda_u}^{J^P M n l j n}$$

lo que se traduce inmediatamente en la siguiente expresión para la matriz densidad:

$$\int_{J, P, M, n, l, j, j'}^{J^P M n l j n} = 2 \left\{ \begin{matrix} J^P M n l j \\ (h_{1/2 \ 1/2})^* (h_{1/2 \ 1/2}) \end{matrix} + \begin{matrix} J^P M n l j \\ (h_{1/2 \ -1/2})^* (h_{1/2 \ -1/2}) \end{matrix} \right\}$$

Para cada valor de n la matriz ρ tiene dos autovalores: uno correspondiente a no intercambio de helicidad entre las partículas b y u y otro correspondiente a intercambio de helicidad.

V.3.3. Simplificaciones del formalismo. Modelo isobar

La expresión que acabamos de obtener nos da una descripción exacta de la sección eficaz diferencial si la suma incluye todas las ondas parciales $J^P M l j n$ posibles. La matriz densidad tiene, por tanto, infinitos elementos.

Desde un punto de vista experimental una descripción que

incluya infinitos parámetros es inmanejable. Es por esto que tendremos que utilizar el desarrollo en ondas parciales de una manera aproximada y acorde con las características de nuestra muestra (por lo que respecta a la estadística y precisión de ésta). Es imprescindible, pues, admitir una serie de simplificaciones en el análisis, que expondremos y justificaremos a continuación. Este conjunto de hipótesis, que permiten aplicar en la práctica el formalismo general antes descrito, reciben el nombre de "modelo isobar".

1) Es totalmente razonable tratar de describir nuestro sistema con un número relativamente pequeño de ondas parciales. Una buena cantidad de experimentos anteriores han mostrado que los sistemas de tres mesones con masas relativamente bajas se producen con valores bajos del spin. La primera suposición es entonces aceptar que solamente ondas con spin inferior a un cierto valor máximo J_{\max} contribuyen al desarrollo de la sección eficaz.

Una estimación adecuada de J_{\max} es la que proviene de un análisis de Fourier de las distribuciones angulares unidimensionales (Ref. V.24), pero normalmente este valor se acaba admitiendo empíricamente por tanteo, teniendo en cuenta las limitaciones en número de parámetros impuestos por la estadística. Esta aproximación es tanto mejor cuanto menor es la masa del sistema de tres mesones.

2) Ya hemos indicado que para un n dado, la suma extendida a los infinitos valores posibles del spin j_n del sistema dimesónico reproduce exactamente la amplitud de producción:

$$f_{\lambda_b \lambda_u} = \sum_{j(12)=0}^{\infty} = \sum_{j(13)=0}^{\infty} = \sum_{j(23)=0}^{\infty}$$

Una descripción equivalente es considerar los desarrollos correspondientes a los tres posibles sistemas dimesónicos y dividir por tres:

$$f_{\lambda_b \lambda_4} = \frac{1}{3} \left(\sum_{j(12)=0}^{\infty} + \sum_{j(13)=0}^{\infty} + \sum_{j(23)=0}^{\infty} \right)$$

La necesidad de reducir el número de ondas nos conduce a limitar también el valor de los momentos angulares dimesónicos por debajo de un cierto j_n^{\max} . La justificación de esto está en que hemos observado que las distribuciones dimesónicas están dominadas por la producción de unas pocas resonancias, que corresponden a un número limitado de combinaciones (l_n, j_n, n) (en nuestra reacción, recordemos la abundante producción de $K^*(890)$, $\rho(770)$, puesta de manifiesto en el capítulo anterior).

Admitimos entonces:

$$f_{\lambda_b \lambda_4} = \sum_{j(12)=0}^{j(12)\max} + \sum_{j(13)=0}^{j(13)\max} + \sum_{j(23)=0}^{j(23)\max}$$

Hemos suprimido el factor 1/3 por esperar que ondas de alto spin para un índice n queden descritas por ondas de bajo spin de otro sistema dimesónico.

3) Las funciones $h_{\lambda_b \lambda_4}^{J^P M n l j^n}$ dependen, como hemos visto, de las variables (s, t, M_{123}, M_n) . La existencia de resonancias dimesónicas nos indica que el sistema 123 se desintegra secuencialmente en dos pasos. De ahí que se factoricen estas funciones de la siguiente manera:

$$h_{\lambda_b \lambda_4}^{J^P M n l j^n}(s, t, M_{123}, M_n) = \bar{h}_{\lambda_b \lambda_4}^{J^P M n l j^n}(s, t, M_{123}) \cdot BW^{j^n}(M_n) q^j(M_n) p^l(M_{123}, M_n)$$

La función $BW^{j^n}(M_n)$ describe la dependencia en la masa del sistema dimesónico, ya sea mediante una Breit-Wigner, o mediante

una parametrización de los defasajes que describen la interacción mesón-mesón.

p^1 y q^j son los factores de barrera de las dos desintegraciones sucesivas. p es el momento del sistema de dos mesones en el sistema centro de masa (123) y q es el momento de uno de los dos productos de la desintegración del sistema dimesónico en el centro de masas de este sistema.

El haber considerado en la expresión de la amplitud los tres sistemas dimesónicos a la vez y desintegrándose de la manera que acabamos de explicar puede violar la unitariedad: elementos de la matriz densidad con $n \neq n'$ son distintos de cero. Sin embargo, los intentos de redefinir las amplitudes para evitar esta violación (Refs. V.6.) han conducido a resultados compatibles con los obtenidos a partir de la formulación simple que estamos considerando.

La factorización de las funciones h conduce a una redefinición de los elementos de la matriz densidad:

$$\rho_{K'}^K(s, t, M_{123}) = \sum_{\lambda_b \lambda_4} (\bar{h}_{\lambda_b \lambda_4}^K) \cdot (\bar{h}_{\lambda_b \lambda_4}^{K'})^* \quad \text{siendo } K = (J^P M \eta 1_n j_n n)$$

Según esto, la matriz densidad no depende ya de la variable M_n . Esta dependencia aparece en la sección eficaz explícitamente:

$$\frac{d\sigma}{ds dt dM_{123} d\alpha d\beta d\gamma ds_1 ds_2} \equiv \sum_{\substack{K \\ K'}} (B^{J^P M \eta} \cdot G^{J^P 1_n j_n} \cdot B W^{j_n} \cdot q^{j_n p 1_n}) \cdot \rho_{K'}^K (B^{J^P M' \eta} \cdot G^{J^P 1_n' j_n'} \cdot B W^{j_n'} \cdot q^{j_n' p 1_n'})^*$$

o de forma mas simplificada:

$$\equiv \sum_{KK'} D^K \rho_{K'}^K \cdot D_K^* \quad \text{y por tanto } f_{\lambda_b \lambda_4} \equiv \sum_K \bar{h}_{\lambda_b \lambda_4}^K \cdot D_K$$

Hasta ahora hemos hablado del modelo isobar tal y como fue desarrollado por Ascoli: los parámetros del formalismo son los elementos de la matriz densidad. Y mientras no se posee información sobre las helicidades del blanco y del barión saliente, uno tiene que contentarse con obtener la matriz densidad "promediada" sobre las helicidades de los bariones.

Sin embargo, existen algunas ventajas en considerar como parámetros las amplitudes en lugar de los elementos de la matriz densidad. Es ventajoso por lo que al número de parámetros se refiere ya que mientras el número de amplitudes crece linealmente con el número de ondas parciales, el número de elementos de la matriz densidad crece cuadráticamente. Por otra parte, las condiciones de rango y positividad son difíciles de imponer a la matriz densidad ajustada, y se obtienen automáticamente en el formalismo de amplitudes.

Ahora bien, no por considerar como parámetros las amplitudes debe creerse que se pueden determinar en general las correspondientes a cambio y no cambio de helicidad de los bariones. Esto es imposible desde el momento en que en la expresión de la sección eficaz se suma sobre las helicidades del barión saliente. El ajuste determina estas amplitudes salvo una transformación unitaria en el espacio de spin del barión saliente, transformación que deja invariante la matriz densidad y por tanto la sección eficaz. (Refs. V.24,6,28).

En resumen, cuando no hay información experimental sobre los estados de helicidad de los bariones, sólo tiene sentido físico hablar de los elementos de la matriz densidad, pero resulta conveniente obtenerlos de las amplitudes ajustadas en lugar de ajustarlos directamente, y así lo haremos. Cuando se posee información sobre las polarizaciones se puede realizar un análisis de amplitudes completo, como se verá en el próximo apartado.

V.3.4. Introducción de la información sobre la desintegración débil del Λ^0 en el formalismo. Polarización del Λ^0

En el apartado anterior hemos desarrollado el formalismo describiendo la sección eficaz diferencial como una suma de cuadrados de amplitudes de helicidad $f_{\lambda_b \lambda_4}$.

Sumamos porque hemos considerado el caso general en el que no se posee ninguna información sobre los estados de helicidad del blanco y del barión saliente. Y sumamos probabilidades y no amplitudes porque los distintos estados de helicidad de los bariones son medibles. Dos posibilidades experimentales existen para que la información adicional permita determinar las amplitudes $f_{\lambda_b \lambda_4}$ y no solamente los elementos de la matriz densidad promediados sobre helicidades: o bien se realiza la reacción sobre un blanco polarizado o bien se determina la polarización del barión saliente a través de su desintegración. Este último es nuestro caso. Lo trataremos viendo primero como el estudio de la desintegración débil del Λ^0 en $\pi^- p$ permite obtener su polarización y explicando después como introducir esta información en el análisis de amplitudes.

Descripción débil del Λ^0 en $\pi^- p$

La desintegración de una partícula a dos cuerpos conservando paridad sólo permite momentos angulares orbitales relativos entre las dos partículas finales o bien pares o bien impares. Esta afirmación se puede comprobar recurriendo a la expresión de las paridades intrínsecas de los estados inicial y final:

$$A \rightarrow B + C \quad P_A = P_B P_C (-1)^L$$

Ahora bien, si la desintegración es débil, y este es el caso $\Lambda^0 \rightarrow \pi^- p$, y la paridad no se conserva, son posibles momentos angulares orbitales pares e impares, con la única restricción de que el spin sea conservado.

Puesto que Λ^0 y P tienen spin $1/2$ y el π^- spin cero, la conservación del momento angular total en la desintegración permite los valores de 1 cero y uno. (desintegración en ondas S y P).

Si el Λ^0 tiene helicidad positiva ($\psi_{in}^+ = |1/2 \ 1/2 > \Lambda^0$), la desintegración en onda S da una función de ondas para el estado final en el sistema en reposo del Λ^0 , de la forma

$$\psi_s^+ = Y_0^0(\theta, \phi) |1/2 \ 1/2 > p$$

(θ y ϕ son los ángulos polar y azimutal de la dirección del protón saliente respecto al eje de helicidad en el c.m. del Λ^0).

La desintegración en onda P lleva a la siguiente función

$$\psi_p^+ = \sqrt{1/3} Y_1^0(\theta, \phi) |1/2 \ 1/2 > p - \sqrt{2/3} Y_1^1(\theta, \phi) |1/2 \ -1/2 > p$$

El estado final contiene las ondas S y P, ponderadas por las amplitudes de desintegración A_s y A_p , que describen completamente el estado final, salvo una fase relativa. A_s y A_p están normalizadas de la siguiente manera:

$$|A_s|^2 + |A_p|^2 = 1$$

$$\psi_{fin}^+ = A_s \psi_s^+ + A_p \psi_p^+ =$$

$$= (A_s + A_p \cos \theta) |1/2 \ 1/2 > p + A_p e^{i\phi} \sin \theta |1/2 \ -1/2 > p$$

De forma paralela se obtiene el estado final si el Λ^0 inicial tiene helicidad negativa:

$$\psi_{in}^- = |1/2 \ -1/2 > \Lambda^0 \Rightarrow \psi_{fin}^- = A_p e^{-i\phi} \sin \theta |1/2 \ 1/2 > p + (A_s - A_p \cos \theta) |1/2 \ -1/2 > p$$

Las distribuciones angulares de desintegración para Λ^0 's totalmente polarizados positiva o negativamente se obtienen inme

diatamente de las fórmulas anteriores: (Ref. V.30)

$$\omega^+(\theta, \phi) = \psi_{in}^+ \psi_{in}^+ = 1 + 2 \operatorname{Re} (A_s^* \cdot A_p) \cos \theta$$

$$\omega^-(\theta, \phi) = \psi_{in}^- \psi_{in}^- = 1 - 2 \operatorname{Re} (A_s^* \cdot A_p) \cos \theta$$

Se acostumbra normalmente a describir la desintegración del A en función de los llamados "parámetros de asimetría" (α, β, γ) que se definen a partir de las amplitudes A_s y A_p :

$$\begin{aligned} \alpha &= 2 \operatorname{Re} (A_s^* \cdot A_p) \\ \beta &= 2 \operatorname{Im} (A_s^* \cdot A_p) \\ \gamma &= |A_s|^2 - |A_p|^2 \end{aligned}$$

Las distribuciones angulares quedan entonces de la forma:

$$\begin{aligned} \omega^+(\theta, \phi) &= 1 + \alpha \cos \theta \\ \omega^-(\theta, \phi) &= 1 - \alpha \cos \theta \end{aligned}$$

El parámetro de asimetría α ha sido determinado experimentalmente y tiene el valor:

$$\alpha = 0.64 \pm .01 \quad (\text{ver Ref. V.29})$$

Si la desintegración conservase la paridad el parámetro α sería nulo y las distribuciones angulares de desintegración serían isótropas, tanto si los Λ^0 's iniciales están polarizados como si no lo están.

La no conservación de la paridad causa una anisotropía en las distribuciones ω^+ y ω^- , como acabamos de ver.

Pero la anisotropía de la distribución angular de desintegración del Λ^0 no sólo depende del parámetro α , depende también del estado de polarización inicial del Λ^0 , como se explicará a continuación.

El estado de polarización de una partícula se especifica mediante su matriz densidad de spin. Como el Λ^0 tiene spin $1/2$ su matriz densidad se puede expresar en función de la matriz unidad y las matrices de Pauli: (Ref. V.31)

$$\rho_{\Lambda^0} = \frac{1}{2}(1 + \vec{P} \cdot \vec{\sigma}) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1+P_z & P_x - iP_y \\ P_x + iP_y & 1-P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{1/2 \ 1/2} & \rho_{1/2 \ -1/2} \\ \rho_{-1/2 \ 1/2} & \rho_{-1/2 \ -1/2} \end{pmatrix}$$

\vec{P} es un vector real, llamado vector de polarización, que tiene las siguientes propiedades:

- $0 \leq |\vec{P}| \leq 1$
- Si $|\vec{P}| = 1$, el Λ^0 está completamente polarizado en la dirección de \vec{P} .
- Si $|\vec{P}| = 0$ el Λ^0 está completamente no polarizado
- cualquier otro valor de $|\vec{P}|$ corresponde a un estado de polarización intermedio, estado que queda completamente determinado dando las tres componentes del vector P en un sistema de referencia.

La polarización del Λ^0 en nuestra reacción se debe al proceso de producción. Si elegimos como sistema de referencia cualquier sistema de helicidad (eje z en la dirección del plano de producción del Λ^0 y eje y perpendicular a dicho plano de producción), la conservación de la paridad en la producción impone a la matriz densidad la simetría: $\rho_{\Lambda\Lambda'} = (-)^{\Lambda-\Lambda'} \rho_{-\Lambda-\Lambda'}$ (Ref. V. 26), por lo que: ρ_{Λ^0} queda reducida a:

$$\rho_{\Lambda^0} = \begin{pmatrix} 1/2 & -i/2 P_y \\ i/2 P_y & 1/2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/2 & +i \operatorname{Im} \rho_{1/2 \ -1/2} \\ -i \operatorname{Im} \rho_{1/2 \ -1/2} & 1/2 \end{pmatrix}$$

La conservación de la paridad en la producción del Λ^0 obliga a que el vector polarización sea perpendicular al plano

de producción : \vec{P} sólo tiene componente según el eje y:

$$\frac{1}{2} P_y = -\text{Im } \rho_{1/2 -1/2}$$

La distribución angular de desintegración del Λ^0 en el caso de que el estado inicial tenga polarización \vec{P} es:

$$\omega(\theta, \phi) = 1 + \alpha \vec{P} \cdot \vec{e}_p$$

siendo \vec{e}_p el vector de dirección de salida del protón en el sistema c.m. del Λ^0 .

Dado que \vec{P} sólo tiene componente y, podemos escribir

$$\omega(\theta, \phi) = 1 + \alpha P_y \sin\theta \sin\phi = 1 - 2\alpha \sin\theta \sin\phi \text{Im } \rho_{1/2 -1/2}$$

Vemos pues que en la anisotropía de la distribución influyen tanto el valor de α como el de P_y . Conocido el valor de α podemos obtener el de P_y a través del valor medio de la distribución de la componente y de \vec{e}_p :

$$\omega(e_{p_y}) = 1 + \alpha P_y e_{p_y}$$

$$\langle \omega(e_{p_y}) \rangle = \frac{\int_{-1}^{+1} (1 + \alpha P_y e_{p_y}) e_{p_y} de_{p_y}}{\int_{-1}^{+1} (1 + \alpha P_y e_{p_y}) de_{p_y}} = \frac{\alpha}{3} P_y$$

Introducción de la polarización del Λ^0 en el formalismo

La desintegración del Λ^0 puede ser incluida en la expresión de la sección eficaz diferencial extendiendo la matriz densidad de forma que cada elemento de la antigua matriz promediada en helicidad se convierte en una matriz en los índices de spin del Λ^0 . Nuestra estadística no toleraría este aumento enorme en el número de parámetros por lo que adoptaremos el método de am-

plitudes que ya incluye explícitamente los índices de helicidad de los bariones. (Ref. V.32)

La amplitud de producción $f_{\lambda_b \lambda_\Lambda}$ de la reacción $a + b \rightarrow 1 + 2 + 3 + \Lambda^0$ para unas helicidad $\lambda_b \lambda_\Lambda$ de los bariones b y Λ^0 fijadas, es, según ya hemos visto, una función de nueve variables donde hemos ignorado la variable que contiene la información de la polarización del Λ . Vamos ahora a incluir explícitamente esta dependencia. Sean θ y ϕ los ángulos polar y azimutal del protón en un sistema en reposo para el Λ^0 con eje z en la dirección del haz y eje y perpendicular al plano de desintegración.

La amplitud ($H_{\lambda_b \lambda_p}$) de producción de la reacción, para helicidad del haz y del protón saliente fijadas, es una suma extendida a las posibles helicidad intermedias del Λ^0 . Cada uno de los términos de este sumatorio contiene la amplitud de desintegración del Λ^0 ($T_{\lambda_\Lambda \lambda_p}(\theta, \phi)$) multiplicando a la amplitud de producción del Λ^0 :

$$H_{\lambda_b \lambda_p} = \sum_{\lambda_\Lambda} (f_{\lambda_b \lambda_\Lambda} \cdot T_{\lambda_\Lambda \lambda_p})$$

Como no poseemos ninguna información experimental sobre las helicidad ni del blanco ni del protón saliente, la sección eficaz diferencial será la suma de los cuadrados de las amplitudes $H_{\lambda_b \lambda_p}$:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\tau} &= \sum_{\lambda_b \lambda_p} |H_{\lambda_b \lambda_p}|^2 = \sum_{\lambda_b \lambda_p} \left(\sum_{\lambda_\Lambda} f_{\lambda_b \lambda_\Lambda} \cdot T_{\lambda_\Lambda \lambda_p} \right) \left(\sum_{\lambda'_\Lambda} f_{\lambda_b \lambda'_\Lambda} \cdot T_{\lambda'_\Lambda \lambda_p}^* \right) = \\ &= \sum_{\lambda_b \lambda_\Lambda \lambda'_\Lambda} f_{\lambda_b \lambda_\Lambda} \left(\sum_{\lambda_p} T_{\lambda_\Lambda \lambda_p} \cdot T_{\lambda'_\Lambda \lambda_p}^* \right) f_{\lambda_b \lambda'_\Lambda}^* \end{aligned}$$

(τ representa las nueve variables de las que depende la sección eficaz diferencial).

La forma explícita de las amplitudes de desintegración del

Λ^0 , en función de las amplitudes A_s y A_p en onda S y P es la siguiente: (Ref. V.26)

$$T_{\lambda_A \lambda_P} = D_{\lambda_A \lambda_P}^{1/2*}(\phi, \theta, -\phi)(A_s + (-1)^{1/2-\lambda_P} A_p)$$

Sustituyendo esta expresión en la sección eficaz diferencial, y teniendo en cuenta que hemos definido el parámetro de asimetría α como: $\alpha = \text{Re}(A_s^* A_p)$, obtenemos:

$$\frac{d\sigma}{d\tau} = \sum_{\lambda_b \lambda_A \lambda_A'} f_{\lambda_b \lambda_A} D_{\lambda_A \lambda_A'} f_{\lambda_b \lambda_A}^*$$

siendo:

$$D_{\lambda_A \lambda_A'} \equiv \sum_{\lambda_P} T_{\lambda_A \lambda_P} \cdot T_{\lambda_A' \lambda_P}^* \Rightarrow \begin{cases} D_{1/2 \ 1/2} = 1 + \alpha \cos \theta = 1 + \alpha e_z \\ D_{1/2 \ -1/2} = \alpha e^{i\phi} \sin \theta = \alpha e_x - i \alpha e_y \\ D_{-1/2 \ 1/2} = \alpha e^{-i\phi} \sin \theta = \alpha e_x + i \alpha e_y \\ D_{-1/2 \ -1/2} = 1 - \alpha \cos \theta = 1 - \alpha e_z \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \text{y siendo : } e_x &= \sin \theta \cos \phi \\ e_y &= \sin \theta \sin \phi \\ e_z &= \cos \theta \end{aligned}$$

las tres componentes del vector unitario que define la dirección de salida del protón en el c.m. del Λ^0 .

Si definimos:

$$\vec{f} \equiv \begin{pmatrix} f_{1/2 \ 1/2} \\ f_{1/2 \ -1/2} \\ f_{-1/2 \ 1/2} \\ f_{-1/2 \ -1/2} \end{pmatrix} \quad \vec{f}^* \equiv (f_{1/2 \ 1/2}^* \ f_{1/2 \ -1/2}^* \ f_{-1/2 \ 1/2}^* \ f_{-1/2 \ -1/2}^*)$$

$$B = \left(\begin{array}{cc|cc} D_{1/2 \ 1/2} & D_{-1/2 \ 1/2} & & \\ D_{1/2 \ -1/2} & D_{-1/2 \ -1/2} & & \\ \hline & & D_{1/2 \ 1/2} & D_{-1/2 \ 1/2} \\ & & D_{1/2 \ -1/2} & D_{-1/2 \ -1/2} \end{array} \right)$$

Podemos expresar en forma matricial la sección eficaz diferencial:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \vec{f} B \vec{f}^*$$

Si las $f_{\lambda_b \lambda_A}$ están normalizadas de manera que $\sum_{\lambda_b \lambda_A} |f_{\lambda_b \lambda_A}|^2 = 1$, podemos identificar la polarización del Λ^0 con la combinación de amplitudes que acompaña a $u_{\vec{e}_y}$:

$$P_y = 2 \operatorname{Im} \left(f_{-\frac{1}{2} \ -\frac{1}{2}} f_{\frac{1}{2} \ \frac{1}{2}}^* + f_{-\frac{1}{2} \ -\frac{1}{2}} f_{-\frac{1}{2} \ \frac{1}{2}}^* \right) =$$

$$= -2 \operatorname{Im} \left(f_{1/2 \ 1/2} f_{1/2 \ -1/2}^* + f_{-1/2 \ 1/2} f_{-1/2 \ -1/2}^* \right)$$

En la práctica, el formalismo es sin embargo bastante más complicado. Volviendo atrás a la fórmula simplificada que habíamos obtenido en la sección anterior (V.3.3.) escribimos:

$$f_{\lambda_b \lambda_A} = \sum_{K\eta} \bar{h}_{\lambda_b \lambda_A}^{K\eta} D_{K\eta}$$

donde hemos separado explícitamente η del resto de los índices contenidos en K para mayor claridad en lo que se explica a continuación. El problema reside en que al considerar el efecto de la polarización del Λ , hay que tener en cuenta cuidadosamente las relaciones que deben satisfacer las amplitudes por conservación

de paridad. Es evidente que existen relaciones entre, por ejemplo,

$$\bar{h}_{+1/2 + 1/2} \quad y \quad \bar{h}_{-1/2 - 1/2}$$

Dichas relaciones dependen sin embargo del valor de η, λ_b y λ_Λ . En la reacción que estamos estudiando se puede escribir de forma general (ver V.3.2):

$$\bar{h}_{+1/2 + 1/2}^{K \eta} = \eta (-1)^{\lambda_b - \lambda_\Lambda} \bar{h}_{-\lambda_b - \lambda_\Lambda}^{K \eta}$$

El problema que se presenta al intentar ajustar el valor de $\bar{h}_{\lambda_b \lambda_\Lambda}^{K \eta}$ es el siguiente:

6 bien se imponen las relaciones anteriores de forma explícita en el programa de ajuste ó bien se redefinen las amplitudes de forma que satisfagan implícitamente dichas relaciones. La primera solución es complicada y engorrosa desde el punto de vista técnico de programación. La segunda solución es más elegante y práctica y es la que hemos utilizado.

Es quizá interesante recordar que este problema no aparecía en el caso de no considerar la polarización del Λ . La razón es que, en dicho caso, se promedia y se suma en helicidades iniciales y finales, de forma que la matriz densidad ρ a determinar no depende de λ_b y λ_Λ . Las restricciones que impone la conservación de la paridad se satisfacen pues de manera natural con la introducción de estados con $M \geq 0$ y $\eta = \pm 1$ en el formalismo en vez de utilizar $-J \leq M \leq J$ como explicábamos en la sección anterior.

En el caso que nos ocupa, veremos que debido a las relaciones que existen entre $\bar{h}_{+1/2 + 1/2}$ y $\bar{h}_{-1/2 - 1/2}$ así como entre $\bar{h}_{+1/2 - 1/2}$ y $\bar{h}_{-1/2 + 1/2}$, va a ser suficiente con considerar únicamente dos tipos de amplitudes: "non flip" y "flip"

(sin cambio y con cambio de helicidad) de los spines entre los bariones inicial y final.

Puesto que la redefinición de amplitudes a la que hemos aludido antes es complicada y no hemos encontrado ninguna referencia que la explique de forma clara, creemos interesante hacer una descripción detallada de todo el proceso.

Consideraremos entonces de nuevo las amplitudes de helicidad $\bar{h}_{\lambda_b \lambda_A}^{KM}$ \equiv $\langle KM \lambda_A | U | \lambda_b \rangle$ antes de introducir la base de estados que contienen la naturalidad η . Para estas amplitudes la conservación de la paridad en la producción impone las siguientes relaciones: (Ref. V.24).

$$\begin{aligned} \bar{h}_{\lambda_b \lambda_A}^{KM} &= P (-1)^{J+M+\lambda_b+\lambda_A} \bar{h}_{-\lambda_b -\lambda_A}^{K-M} \\ &= \epsilon (-1)^{M+1+\lambda_b-\lambda_A} \bar{h}_{-\lambda_b -\lambda_A}^{K-M} \end{aligned}$$

Para un K y un $|M|$ dados hay ocho amplitudes $\bar{h}_{\lambda_b \lambda_A}^{K \pm M}$ y cuatro relaciones entre esas ocho amplitudes. Vamos a intentar expresar la sección eficaz total en función de cuatro amplitudes independiente para lo que comenzaremos cambiando de notación:

$N^{KM} \equiv$ amplitud sin cambio de helicidad (non flip)
 $F^{KM} \equiv$ amplitud con cambio de helicidad (flip)

luego:

$$\begin{aligned} \bar{h}_{1/2 \ 1/2}^{KM} &= N^{KM} \\ \bar{h}_{-1/2 \ 1/2}^{KM} &= F^{KM} \end{aligned}$$

$$\bar{h}_{-1/2 \ -1/2}^{KM} = \epsilon (-1)^{M+1} N^{K-M}$$

$$\bar{h}_{1/2 \ -1/2}^{KM} = \epsilon (-1)^{M+1} F^{K-M}$$

A partir de las N^{KM} y F^{KM} introducimos las amplitudes que tienen definido el intercambio de naturalidad. Pasamos así de amplitudes con valores de M que varían de $-J$ a J , a amplitudes con $M \geq 0$ y $\eta = \pm 1$:

$$n^{KM\eta} \equiv C_M (N^{KM} - \eta (-1)^M \epsilon N^{K-M})$$

$$f^{KM} \equiv C_M (F^{KM} - \eta (-1)^M \epsilon F^{K-M})$$

$$\text{con } C_M = \begin{cases} 1/2 & \text{si } M=0 \\ 1/\sqrt{2} & \text{si } M \neq 0 \end{cases}$$

Todas las $\bar{h}_{\lambda_b \lambda_\Lambda}^{K \pm M}$ se pueden expresar en función de las nuevas $n^{KM\eta}$ y $\rho^{KM\eta}$, como se muestra explícitamente en la siguiente tabla de relaciones:

$$\bar{h}_{1/2 \ 1/2}^{KM} = \frac{1}{2C_M} \sum_{\eta} n^{KM\eta}$$

$$\bar{h}_{1/2 \ 1/2}^{K-M} = \frac{1}{2C_M} \epsilon (-1)^{M+1} \sum_{\eta} n^{KM\eta}$$

$$\bar{h}_{-1/2 \ -1/2}^{KM} = \frac{1}{2C_M} \sum_{\eta} n^{KM\eta}$$

$$\bar{h}_{-1/2 \ -1/2}^{K-M} = \frac{1}{2C_M} \epsilon (-1)^{M+1} \sum_{\eta} n^{KM\eta}$$

$$\bar{h}_{1/2 \ 1/2}^{KM} = \frac{1}{2C_M} \sum_{\eta} f^{KM\eta}$$

$$\bar{h}_{-1/2 \ 1/2}^{K-M} = \frac{1}{2C_M} \epsilon (-1)^{M+1} \sum_{\eta} f^{KM\eta}$$

$$\bar{h}_{1/2 \ -1/2}^{KM} = \frac{1}{2C_M} \sum_{\eta} f^{KM\eta}$$

$$\bar{h}_{1/2 \ -1/2}^{K-M} = \frac{1}{2C_M} \epsilon (-1)^{M+1} \sum_{\eta} f^{KM\eta}$$

Recordemos que la amplitud total en función de las \bar{h} tiene la forma:

$$f_{\lambda_b \lambda_A} = \sum_{KM} D_{KM} \bar{h}_{\lambda_b \lambda_A}^{KM}$$

la función D_{KM} contiene funciones D de Wigner y coeficientes de Clebsch- Gordan (ver forma explícita en Ref. V.25) y de tal manera que se verifica la siguiente relación:

$$D_{K-M} = \epsilon(-1)^{M+1} D_{KM}^*$$

Esta relación es útil porque nos permite definir:

$$D_{KM\eta} = \frac{1}{2 C_M} (D_{KM} + \eta \epsilon (-1)^{M+1} D_{K-M}) \quad \text{con} \begin{cases} M \geq 0 \\ \eta = \pm 1 \end{cases}$$

Utilizando esta definición de las funciones $D_{KM\eta}$ y las expresiones de las amplitudes $\bar{h}_{\lambda_b \lambda_A}^{KM}$ en función de las $n^{KM\eta}$ y $f^{KM\eta}$ conseguiremos expresar las amplitudes totales $f_{\lambda_b \lambda_A}$ y por tanto la sección eficaz, en función de las amplitudes independientes $n^{KM\eta}$ y $f^{KM\eta}$, que satisfacen implícitamente las restricciones que impone la conservación de la paridad:

$$f_{1/2 \ 1/2} = \sum_{\eta KM \geq 0} D_{KM\eta} n^{KM\eta}$$

$$f_{-1/2 \ 1/2} = \sum_{\eta KM \geq 0} D_{KM\eta} f^{KM\eta}$$

$$f_{-1/2 \ -1/2} = \sum_{\eta KM \geq 0} D_{KM\eta} n^{KM\eta}$$

$$f_{1/2 \ -1/2} = \sum_{\eta KM \geq 0} D_{KM\eta} (-\eta) f^{KM\eta}$$

Introduciendo estas amplitudes totales en la expresión de la sección eficaz que teníamos obtenemos:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\tau} &= \lambda_{\lambda_A \lambda_{A'}} \lambda_{\lambda_B \lambda_{B'}} D_{\lambda_A \lambda_{A'}} f_{\lambda_B \lambda_{B'}}^* = \\ &= \lambda_{\lambda_A \lambda_{A'}} \left(\sum_{KM} \delta_{KM} \bar{h}_{\lambda_B \lambda_{B'}}^{KM} \right) D_{\lambda_A \lambda_{A'}} \left(\sum_{\bar{K}\bar{M}} D_{\bar{K}\bar{M}} \bar{h}_{\lambda_B \lambda_{B'}}^{\bar{K}\bar{M}} \right)^* = \\ &= \lambda_{\lambda_A \lambda_{A'}} \left(\sum_{KM} D_{KM} t_{\eta s}^{KM} B_{\lambda_B \lambda_{B'}}^{\eta s} \right) D_{\lambda_A \lambda_{A'}} \left(\sum_{\bar{K}\bar{M}} D_{\bar{K}\bar{M}} t_{\eta s}^{\bar{K}\bar{M}} B_{\lambda_B \lambda_{B'}}^{\bar{K}\bar{M}} \right)^* \end{aligned}$$

$M \geq 0 \quad \bar{M} \geq 0$

siendo:

$$\begin{cases} s = +1 & t_{\eta 1}^{KM} \equiv n^{KM\eta} \\ s = -1 & t_{\eta -1}^{KM} \equiv f^{KM\eta} \end{cases}$$

$$\begin{cases} B_{1/2 \ 1/2}^{\eta s} \equiv \delta_{s,1} \\ B_{-1/2 \ 1/2}^{\eta s} \equiv \delta_{s,-1} \\ B_{-1/2 \ -1/2}^{\eta s} \equiv n \ \delta_{s,1} \\ B_{1/2 \ -1/2}^{\eta s} \equiv (-n) \ \delta_{s,-1} \end{cases} \quad \delta: \text{delta de Kronecker}$$

Cambiando el orden de los sumatorios en la sección eficaz podemos obtener una expresión final más sencilla:

$$\frac{d\sigma}{d\tau} = \sum_{s, K, \eta, M \geq 0} D_{KM\eta} t_{\eta s}^{KM} \left(\sum_{\lambda_B \lambda_{B'}} B_{\lambda_B \lambda_{B'}}^{\eta s} D_{\lambda_A \lambda_{A'}} B_{\lambda_B \lambda_{B'}}^{\eta s*} \right) D_{\bar{K}\bar{M}\bar{\eta}} t_{\bar{\eta} s}^{\bar{K}\bar{M}} =$$

$$= \sum_{\substack{sK\eta\bar{M} \geq 0 \\ \bar{s}\bar{K}\bar{\eta}\bar{M} \geq 0}} D_{KM\eta} t_{ns}^{KM} C_{\bar{\eta}\bar{s}}^{ns} D_{\bar{K}\bar{M}\bar{\eta}} t_{\bar{\eta}\bar{s}}^{\bar{K}\bar{M}*}$$

siendo:

$$C_{\bar{\eta}\bar{s}}^{ns} = \sum_{\lambda_b \lambda_A \lambda_{A'}} B_{\lambda_b \lambda_A}^{ns} D_{\lambda_A \lambda_{A'}} D_{\lambda_b \lambda_{A'}}^{\bar{\eta}\bar{s}*}$$

Esta expresión de la sección eficaz se puede expresar en forma matricial considerando las amplitudes t_{ns}^{KM} como vectores de cuatro componentes:

$$\begin{pmatrix} t_{11}^{KM} \\ t_{1-1}^{KM} \\ t_{-11}^{KM} \\ t_{-1-1}^{KM} \end{pmatrix}$$

y considerando además a $C_{\bar{s}\bar{\eta}}^{s\eta}$ como una matriz 4×4 . Los dieciséis elementos de la matriz C se pueden calcular directamente a partir de la definición que acabamos de dar o bien de la manera que vamos a explicar a continuación:

$$C_{\bar{\eta}\bar{s}}^{ns} = \sum_{\lambda_b \lambda_A \lambda_{A'}} B_{\lambda_b \lambda_A}^{ns} D_{\lambda_A \lambda_{A'}} B_{\lambda_b \lambda_{A'}}^{\bar{\eta}\bar{s}*} = \text{traza}(B^{ns} D B^{\bar{\eta}\bar{s}*})$$

donde B y A son matrices 2 X 2:

$$B^{\eta s} = \begin{pmatrix} \delta_{s,1} & -\eta \delta_{s,-1} \\ \delta_{s,-1} & \eta \delta_{s,1} \end{pmatrix}$$

Para calcular la traza del producto de matrices resulta conveniente ponerlas en función de las matrices de Pauli, matrices cuya traza es nula:

$$B^{\eta s} = \delta_{\eta,1} (\delta_{s,1} - i\sigma_y \delta_{s,-1}) + \delta_{\eta,-1} (\sigma_z \delta_{s,1} + \sigma_x \delta_{s,-1})$$

$$B^{\bar{\eta} \bar{s}} = \delta_{\bar{\eta},1} (\delta_{\bar{s},1} + i\sigma_y \delta_{\bar{s},-1}) + \delta_{\bar{\eta},-1} (\sigma_z \delta_{\bar{s},1} + \sigma_x \delta_{\bar{s},-1})$$

$$D = \frac{1}{2} (1 + \vec{\alpha} \cdot \vec{P}) = \frac{1}{2} (1 + \alpha_x P_x + \alpha_y P_y + \alpha_z P_z)$$

y como:

$$\text{traza} (BDB^{\dagger}) = \text{traza} (B^{\dagger}BD)$$

y además:

$$B^{\bar{\eta} \bar{s}} B^{\eta s} = \delta_{\eta, \bar{\eta}} (\delta_{s, \bar{s}} + \delta_{s, -\bar{s}} (i\sigma_y)_{\eta s}) + \\ + \delta_{\eta, -\bar{\eta}} (\delta_{s, \bar{s}} \sigma_z + \delta_{s, -\bar{s}} (\sigma_x)_{\eta s})$$

entonces:

$$C_{\bar{\eta} \bar{s}}^{\eta s} = \text{traza} (B^{\bar{\eta} \bar{s}} B^{\eta s} D) = \\ = \delta_{\eta, \bar{\eta}} (\delta_{s, \bar{s}} + i\eta s \delta_{s, -\bar{s}} \alpha P_y) + \delta_{\eta, -\bar{\eta}} (\delta_{s, \bar{s}} \alpha P_z + \eta s \delta_{s, -\bar{s}} \alpha P_x)$$

y en forma matricial:

$$C_{\bar{\eta}\bar{s}}^{\eta s} = \begin{array}{c} \begin{array}{cc} \eta=+ & \eta=- \\ \begin{array}{cc} s=+ & s=- \end{array} & \begin{array}{cc} s=+ & s=- \end{array} \end{array} \\ \left(\begin{array}{cc|cc} 1 & i\alpha P_y & \alpha P_z & -\alpha P_x \\ -i\alpha P_y & 1 & \alpha P_x & \alpha P_z \\ \hline \alpha P_z & \alpha P_x & 1 & i\alpha P_y \\ -\alpha P_x & \alpha P_z & -i\alpha P_y & 1 \end{array} \right) \begin{array}{l} \bar{s}=+ \\ \bar{s}=- \end{array} \left. \begin{array}{l} \bar{\eta}=+ \\ \bar{\eta}=- \end{array} \right\} \end{array}$$

La forma de la matriz C, que mezcla las amplitudes de helicidad $t_{\eta s}^{KM}$ para dar la sección eficaz diferencial, no nos permite hacer afirmaciones sobre el número de amplitudes complejas que podemos extraer de un ajuste a los datos experimentales. Un cambio de base de spin adecuado nos hará ver que, sin incluir ninguna hipótesis sobre la dinámica del proceso, podemos obtener todas las amplitudes excepto dos cantidades.

Vamos a realizar el cambio a una base de transversidad, de forma que el eje z (sobre el que se cuantifica el spin) sea perpendicular al plano de la reacción y el eje y esté definido por la dirección de salida del A^0 en el sistema centro de masas total.

Definimos las amplitudes de transversidad de la siguiente manera:

$$T_{\eta s}^{KM} = \frac{1}{\sqrt{2}} (n^{KM\eta} - i s_{\eta} f^{KM\eta})$$

$$T_{11}^{KM} = \frac{1}{\sqrt{2}} (n^{KM+} - i f^{KM+})$$

$$T_{1-1}^{KM} = \frac{1}{\sqrt{2}} (n^{KM+} + i f^{KM+})$$

$$T_{-11}^{KM} = \frac{1}{2} (n^{KM-} + i f^{KM-})$$

$$T_{-1-1}^{KM} = \frac{1}{2} (n^{KM-} - i f^{KM-})$$

En estas amplitudes el número s indica si hay cambio o no de la helicidad en la nueva base de transversidad que hemos elegido.

Invirtiendo las relaciones anteriores podemos obtener las amplitudes de helicidad en función de las amplitudes de transversidad:

$$n^{KM\eta} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_s T_{\eta s}^{KM}$$

$$f^{KM\eta} = \frac{1}{\sqrt{2}} i \eta \sum_s s T_{\eta s}^{KM}$$

y podemos, inmediatamente, expresar las amplitudes $f_{\lambda b \lambda \lambda}$, y por tanto la sección eficaz, en función de las nuevas amplitudes de transversidad:

$$f_{1/2 \ 1/2} = \sum_{s\eta KM \geq 0} D_{KM\eta} \frac{1}{\sqrt{2}} T_{\eta s}^{KM}$$

$$f_{-1/2 \ 1/2} = \sum_{s\eta KM \geq 0} D_{KM\eta} \frac{1}{\sqrt{2}} i \eta s T_{\eta s}^{KM}$$

$$f_{-1/2 \ -1/2} = \sum_{s \eta K M \geq 0} D_{KM \eta} \frac{\eta}{\sqrt{2}} T_{\eta s}^{KM}$$

$$f_{1/2 \ -1/2} = \sum_{s \eta K M \geq 0} D_{KM \eta} \frac{(-is)}{\sqrt{2}} T_{\eta s}^{KM}$$

$$\frac{d\sigma}{d\tau} = \sum_{\lambda_b \lambda_A \lambda_{\Lambda} s K \eta} \left(\sum_{M \geq 0} D_{KM \eta} T_{\eta s}^{KM} B_{\lambda_b \lambda_A}^{\eta s} \right) D_{\lambda_A \lambda_{\Lambda}'} \left(\sum_{\bar{s} \bar{K} \bar{\eta}} \sum_{\bar{M} \geq 0} D_{\bar{K} \bar{M} \bar{\eta}} T_{\bar{\eta} \bar{s}}^{\bar{K} \bar{M}} B_{\lambda_b \lambda_{\Lambda}}^{\bar{\eta} \bar{s}} \right)^* =$$

$$= \sum_{\substack{s K \eta M \geq 0 \\ \bar{s} \bar{K} \bar{\eta} \bar{M} \geq 0}} D_{KM \eta} T_{\eta s}^{KM} C_{\eta \bar{s}}^{\eta s} T_{\bar{\eta} \bar{s}}^{\bar{K} \bar{M} *} D_{\bar{K} \bar{M} \bar{\eta}}$$

siendo ahora los nuevos valores de B los siguientes:

$$\left\{ \begin{array}{l} B_{1/2 \ 1/2}^{\eta s} = \frac{1}{\sqrt{2}} \\ B_{-1/2 \ 1/2}^{\eta s} = \frac{1}{\sqrt{2}} i \eta s \\ B_{-1/2 \ -1/2}^{\eta s} = \frac{\eta}{\sqrt{2}} \\ B_{-1/2 \ 1/2}^{\eta s} = \frac{-is}{\sqrt{2}} \end{array} \right.$$

Los elementos de la nueva matriz $C_{\bar{\eta}\bar{s}}^{\eta s}$ de transversidad

se calculan de forma análoga al caso de helicidad:

$$C_{\bar{\eta}\bar{s}}^{\eta s} = \text{traza} (B^{\eta s} D B^{\bar{\eta}\bar{s}+}) =$$

$$= \delta_{\eta,\bar{\eta}} \delta_{s,\bar{s}} (1 - \alpha P_y) + \delta_{\eta,-\bar{\eta}} (\alpha P_z + i \alpha P_x)$$

y en forma matricial:

$$C_{\bar{\eta}\bar{s}}^{\eta s} = \begin{array}{c} \begin{array}{cc} \overbrace{\bar{\eta}=+} & \overbrace{\bar{\eta}=-} \\ \bar{s}=+ & \bar{s}=- & \bar{s}=+ & \bar{s}=- \end{array} \\ \left(\begin{array}{cc|cc} 1-\alpha P_y & 0 & 0 & \alpha P_z + i \alpha P_x \\ 0 & 1+\alpha P_y & \alpha P_z - i \alpha P_x & 0 \\ \hline 0 & \alpha P_z + i \alpha P_x & 1-\alpha P_y & 0 \\ P_z - i P_x & 0 & 0 & 1+ P_y \end{array} \right) \begin{array}{l} s=+ \\ s=- \\ \hline s=+ \\ s=- \end{array} \end{array} \begin{array}{l} \left. \begin{array}{l} s=+ \\ s=- \end{array} \right\} \eta=+ \\ \left. \begin{array}{l} s=+ \\ s=- \end{array} \right\} \eta=- \end{array}$$

La forma de matriz C nos muestra que hay dos conjuntos de amplitudes ($\{T_{11}^{KM}, T_{-1-1}^{KM}\}$ y $\{T_{1-1}^{KM}, T_{-11}^{KM}\}$)

que se suman incoherentemente para dar la sección eficaz diferencial, de manera que la fase relativa entre ambos conjuntos de amplitudes no puede ser determinada en el ajuste y debe ser fijada, exactamente igual a lo que ocurre con la fase global.

En función de estas amplitudes la polarización se calcula de la siguiente manera,

$$P_A = |T_{\eta s = -1}^{KM}|^2 - |T_{\eta s = 1}^{KM}|^2$$

V.3.5. Resultados del análisis de ondas parciales

V.3.5.i) Método de ajuste

El análisis de ondas parciales del sistema $K\pi\pi$ se efectúa mediante un método de máxima verosimilitud (Ref. V.33) del que se obtienen como parámetros ajustados las amplitudes $H_{\lambda\lambda}^{K\pi}$. Se trata de maximizar la función de verosimilitud L , (o lo que es lo mismo minimizar $-\ln L$), que tiene la siguiente forma:

$$\ln L = \sum_{i=1}^{N_{\text{exp}}} \ln \sigma(\tau_i) - N_{\text{exp}} \int \sigma(\tau) A(\tau) d\tau$$

Este ajuste se realiza en nuestro caso para una energía total s fija y en intervalos de la transferencia de momento t y de la masa efectiva del sistema $K\pi\pi$. El resto de las variables de las que depende la sección eficaz diferencial σ ($\tau \equiv t, M_{K\pi\pi}, \alpha, \beta, \gamma, s_1, s_2, \psi$), están integradas sobre todo el espacio de fases en el segundo término de que consta la función L .

N_{exp} es el número de sucesos experimentales en el intervalo de t y $M_{K\pi\pi}$ considerado. $\sigma(\tau_i)$ es el valor de la sección eficaz diferencial para el suceso i -ésimo.

La función $A(\tau)$ se denomina aceptación y en el caso de un experimento de cámara de burbujas vale cero para aquellas regiones del espacio de fases que hemos rechazado. Es el caso, por ejemplo, de los cortes cinemáticos realizados en el canal $\Lambda^0(K^0)\pi^+\pi^-$ para evitar la contaminación de sucesos $\Sigma^0 K^+\pi^-\pi^0$. O también de las regiones de masa $\Lambda\pi$ o $\Lambda\pi\pi$ que hemos antiseleccionado para evitar las reflexiones de los $Y^*(1385)$ y $\Lambda(1520)$. $A(\tau)$ vale uno para el resto del espacio de fases. Vemos, pues, que introducir la función $A(\tau)$ es equivalente a indicar que la integral de normalización $\int \sigma(\tau) d\tau$ debe ser extendida a las regiones aceptadas del espacio de fases.

Para el cálculo y maximización de la función de verosimilitud L ha sido empleada una cadena de programas que, aplicando

el formalismo descrito en los apartados anteriores de este capítulo (Ref. V.25), fue desarrollada en Berkeley - SLAC y parcialmente modificada y utilizada después por otros grupos, el último de los cuales (Colaboración ACCMOR, Ref. V.4) la aplicó al análisis del sistema $K^-\pi^-\pi^+$ en la reacción $K^-\bar{p} \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\bar{p}$ a 63 GeV. Los primeros programas de la cadena calculan la sección eficaz diferencial $\sigma(\tau_i)$ para cada uno de los sucesos experimentales y para un conjunto de sucesos generados mediante un método de Monte Carlo. Con estos sucesos generados (se generan aproximadamente unos 30 sucesos Monte Carlo por cada suceso real) se calculan las integrales de normalización. Toda esta información es distribuida en intervalos de t y $M_{K\pi\pi}$ y finalmente el último programa de la cadena realiza el ajuste maximizando la función de verosimilitud y dando como resultado las amplitudes parciales que describen el sistema $K\pi\pi$ en cada intervalo.

V.3.5.ii) Resultados del análisis de ondas parciales para el canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$

Se han utilizado para este análisis los sucesos seleccionados en el capítulo III y con los cortes en transferencia de momento y masa ($\Lambda\pi$) decididos en el capítulo IV. (Recordemos que se seleccionaron los sucesos $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$ con $t < 1.2 \text{ GeV}^2$ y $m(\Lambda\pi)$ fuera del intervalo 1.34 - 1.43 GeV, con objeto de evitar las reflexiones introducidas por la producción del $Y^*(1385) \rightarrow \Lambda\pi$ y para conseguir así una señal clara de Q_1).

Se han realizado ajustes en ocho intervalos de masa $K\pi\pi$ de anchura 80 MeV. Los intervalos primero y último se han tomado mas anchos para que no contuvieran un número de sucesos demasiado pequeño:

Intervalo de masa $K\pi\pi$ (GeV)	Nº sucesos ponderados
.90 - 1.07	45
1.07 - 1.15	100
1.15 - 1.23	176
1.23 - 1.31	354
1.31 - 1.39	311
1.39 - 1.47	319
1.47 - 1.55	226
1.55 - 1.65	254
TOTAL:	1785

Las características generales de las distribuciones de masa de este canal (vistas en el capítulo IV) y el conocimiento de los resultados de análisis de ondas parciales sobre el sistema $K\pi\pi$ en experimentos anteriores (ver V.3.1) nos lleva a considerar como isobares producto de la desintegración cuasi-dos-cuerpos del sistema $K\pi\pi$, únicamente los siguientes: $K^*\delta(890) \rightarrow K^+\pi^0$, $\rho^-(770) \rightarrow \pi^-\pi^0$, $K^*(1245) \rightarrow K^+\pi^0$ y $K^*\delta(1420) \rightarrow K^+\pi^0$. Para el $K^*(890)$, $K^*(1420)$ y $K(1245)$ se han utilizado como parametrización funciones de Breit-Wigner con anchuras dependientes de la masa, que incluyen las siguientes masas y anchuras: (de acuerdo con las tablas del PDG Ref.V.29):

Isobar	Masa	Anchura
$K^*(890)$	892 MeV	50 MeV
$K^*(1420)$	1430 MeV	100 MeV
$K(1245)$	1245 MeV	480 MeV

Para el ρ se ha utilizado una parametrización de desplazamientos de fase (Ref. V.34), cuya fase viene dada por:

$$\cot\delta = (m_\pi^2 - 0.1536 q^2)(m_\pi^2 + 0.028 q^2)(m_\pi^2 + q^2)^{1/2} / (0.035 m_\pi^2 q^3)$$

donde q es el momento de un π en el sistema centro de masas del isobar. La forma de esta curva no es muy distinta de una Breit-Wigner pero describe mejor que aquella la contribución del mesón ρ .

Aún restringiendonos al pequeño número de isobares que acabamos de considerar el conjunto de estados $|J^P M l n \eta\rangle$ que describen el sistema $K\pi\pi$ es todavía demasiado grande. Debemos aplicar en consecuencia una serie de aproximaciones adicionales que disminuyan drásticamente el número de ondas posibles:

. sólo consideraremos estados $K\pi\pi$ con spin J igual o inferior a 2.

. sólo tendremos en cuenta los valores de $M \leq 1$.

. no consideraremos momentos angulares orbitales l relativos entre el isobar y el mesón restante superiores a 2.

Con estas aproximaciones, razonables para el proceso que nos ocupa, el conjunto máximo de ondas con las que vamos a intentar describir nuestros datos experimentales queda reducido a las siguientes:

J^P	M	l	isobar + 3 ^{er} mesón	η
0^-	0	$\left\{ \begin{array}{c} P \\ S \\ P \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{c} \rho K \\ K^* \pi \\ K^* \pi \end{array} \right\}$	+
1^+	0	$\left\{ \begin{array}{c} S \\ P \\ S \\ D \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{c} \rho K \\ K^* \pi \\ K^* \pi \\ K^* \pi \end{array} \right\}$	+

1^+	1	$\left\{ \begin{array}{ll} S & K^*\pi \\ S & \rho K \\ P & \bar{K}\pi \end{array} \right\}$	+
		$\left\{ \begin{array}{ll} S & K^*\pi \\ S & \rho K \\ P & \bar{K}\pi \end{array} \right\}$	-
2^+	0	$\left\{ \begin{array}{ll} D & \rho K \\ D & K^*\pi \end{array} \right\}$	-
2^+	1	$\left\{ \begin{array}{ll} D & \rho K \\ D & K^*\pi \end{array} \right\}$	+
		$\left\{ \begin{array}{ll} D & \rho K \\ D & K^*\pi \end{array} \right\}$	-
2^-	0	$\left\{ \begin{array}{ll} S & K^*(1420) \\ P & K^*\pi \\ P & \rho K \end{array} \right\}$	+

Nuestra estadística no es lo suficientemente grande como para que podamos empezar los ajustes con todos los parámetros que requiere el formalismo general que incluye la polarización del Λ^0 . Por lo tanto intentaremos, primeramente, lograr la mejor descripción posible de los datos sin utilizar la información sobre la desintegración del Λ^0 y sobre los resultados obtenidos incluiremos la polarización.

Se han probado diversos conjuntos de ondas parciales que incluyen los estados que se espera estén presentes a la vista de los resultados obtenidos en experimentos anteriores. Se han ido suprimiendo las ondas cuya contribución era despreciable hasta llegar a un resultado final satisfactorio.

Por último, y como comprobación, se han añadido una por una las ondas restantes para verificar que su contribución no es

importante y que tampoco varían mucho la verosimilitud del ajuste.

Los resultados de los ajustes son estables, y como comprobación, hemos realizado los ajustes variando aleatoriamente los parámetros iniciales y obteniendo resultados similares. Ha habido, sin embargo, y para las ondas menos importantes, cierta ambigüedad entre diferentes l y M para un isobar y un J^P determinado, manteniéndose la contribución total del isobar fijo.

El conjunto de ondas final utilizado ha sido el siguiente:

J^P	M	l	isobar	η
0^-	0	S	κ	+
1^+	0	S	K^*	+
1^+	0	S	ρ	+
1^+	1	S	ρ	+
1^+	1	S	K^*	-
1^+	1	S	ρ	-
2^+	0	D	K^*	-
2^+	1	D	K^*	+

Al no estar incluida la información sobre la desintegración del Λ^0 las amplitudes que se obtienen del ajuste (vease V. 3.4) se utilizan para obtener los elementos de la matriz densidad que contienen toda la información.

En la fig. V.2 podemos ver las contribuciones totales de los estados $J^P = 0^-, 1^+, 2^+$. La contribución más importante en la región de masa $K\pi\pi$ considerada es la del spin-paridad 1^+ , sobre todo alrededor de la masa del Q_1 (1280 MeV). El estado 2^+ es significativo en la región de masa de 1420 MeV, lo que señala producción de $K^*(1420)$ como veremos a continuación.

Las figs. V.3 y 4 nos muestra las contribuciones de las principales ondas. A la vista de estos resultados podemos obtener las siguientes conclusiones:

Onda 0^-

Ninguna estructura es visible en la onda $0-0S K^+$. Recordemos (ver V.3.1) que en producción difractiva se habían encontrado evidencias de existencia de una resonancia $K^* \pi$ $0-0^+$ en la región de los 1400 MeV. En nuestro caso lo único que podemos decir es que la onda 0^- describe básicamente el fondo: crece suavemente con la masa $K^* \pi$. Como además es poco importante a bajas masas $K^* \pi$ tampoco podemos obtener información sobre la fase relativa entre esta onda y la del Q_1 , por ejemplo, lo que podría indicarnos algo sobre la presencia de una posible resonancia de spin cero.

Se ha comprobado, finalmente, que la onda $0-0P(K\rho)^+$ contribuye de manera despreciable al ser añadida, y que la $0-0 P(K^* \pi)^+$ es ligeramente mas importante debido quizás a la presencia de onda p en el fondo.

Ondas 2^+

La contribución de las ondas $2+0 D K^*$ y $2+1 D K^*$ nos muestra la producción de $K^*(1420)$, preferentemente con naturalidad negativa ($\eta = -1$) y $M = 0$. El cociente aproximado entre las contribuciones al $K^*(1420)$ de $\eta = +1$, $M = 1$ y $\eta = -1$, $M = 0$ es de 0.8 ± 0.3 . Este cociente está de acuerdo con el obtenido para la producción de A_2 en la reacción de intercambio de hipercarga $K^- p \rightarrow A_2^0 \Lambda$ a una energía muy semejante. ($R_{A_2} = 0.7 \pm 0.2$ (Ref. V.35)).

La línea continua en la fig. V.2 describe al $K^*(1420)$ mediante una Breit-Wigner de masa y anchura dadas por las tablas del "PDG" (Ref. V.9). Hay aproximadamente unos 130 ± 25 sucesos $K^*(1420)$, número que está de acuerdo con el obtenido en el análisis de amplitudes sobre el diagrama de Dalitz.

La introducción en el conjunto de ondas final del estado $2+1 D\rho$ permite afirmar que se produce una pequeña cantidad de $K^*(1420)$ desintegrándose en ρK , cantidad compatible con las pre-

dicciones de SU(3) (Ref. V.29)

$$\frac{K^*(1420) \rightarrow K\rho}{K^*(1420) \rightarrow K^*\pi} = 0.20 \pm 0.05$$

Onda 1^+

En conjunto el estado de spin-paridad 1^+ es el que da la contribución mas importante a la región de masas $K\pi\pi$ que estamos analizando. Por lo que respecta a las ondas 1^+ con desintegración en $K^*(890)\pi$ (fig. V.4) haremos notar que no muestran ninguna estructura que pudiese ser interpretada como una resonancia: no parece haber, pues producción de $Q_2(1400)$. A esta evidencia se suma el hecho de que la fase relativa entre las ondas correspondientes al Q_1 y al Q_2 , como veremos inmediatamente, tiene una forma compatible con el carácter resonante del Q_1 , pero no del Q_2 .

Anotamos también la ambigüedad existente entre las ondas $1+0S K^*$ y $1+0 DK^*$. La estadística no es suficiente para que el ajuste las distinga claramente. Al introducir la $1+0 D K^*$ su contribución es más importante de lo que sería de esperar, en detrimento de la onda S, lo que no resulta muy lógico en esta región de energía y a la vista de resultados precedentes.

Tres ondas diferentes contribuyen de manera importante al estado $J^P = 1^+$ con desintegración en ρK : $1+0 S \rho^+$, $1+1S \rho^+$ y $1+1S \rho^-$. Todas ellas muestran un pico claro en la región de los 1280 MeV, que corresponde a la producción de Q_1 .

En cuanto al modo de desintegración en $K\pi$, la introducción de la onda $1+0P K^+$ muestra una muy pequeña señal en la región del Q_1 , mucho menos importante que las correspondientes a los otros modos de desintegración.

A la vista de estas ondas resulta claro que el Q_1 se produce preferentemente con naturalidad positiva. El cociente entre los sucesos Q_1 producidos con $\eta = -1$ y los producidos con $\eta = +1$

es aproximadamente del 17%.

La suma de las dos contribuciones al Q_1 con $M = 1$ (naturalidad positiva y negativa) es practicamente igual a la contribución con $M = 0$, rasgo que diferencia al Q_1 del $K^*(1420)$ que, como acabamos de ver, tiende a producirse con $M = 0$. Esta tendencia del Q_1 a producirse con $M = 1$ está de acuerdo con los resultados obtenidos en producción difractiva (ver de nuevo Ref. V.4).

En la figura V.4 podemos ver el total de las contribuciones de las ondas 1^+ con desintegración en ρK . Esta distribución ha sido ajustada mediante una función Breit-Wigner y un fondo polinómico (línea continua en la figura). El número de sucesos resonantes Q_1 que se obtienen de este ajuste es de 316 ± 39 , compatible con los resultados obtenidos con el análisis sobre el diagrama de Dalitz.

En la figura V.5 podemos ver también la variación con la masa efectiva $K\pi\pi$ de la fase relativa entre las ondas $1+0S \rho^+$ y $1+0S K^{*+}$. Se ha utilizado la onda $1+0S K^{*+}$ como referencia porque es la única suficientemente estable y significativa a lo largo de todo el intervalo de masa $K\pi\pi$ que estamos analizando. La fase de la onda $1+1S \rho^+$ ha sido igualada a la de la onda $1+0S \rho^+$ para disminuir el número de parámetros del ajuste. Las fases de las ondas $1+0S \rho^-$ y $1+1S \rho^-$ han sido fijadas como reales por la misma razón. La línea continua de la figura representa la fase correspondiente a una resonancia Q_1 descrita mediante una Breit-Wigner de masa y anchura 1294 MeV y 66 MeV respectivamente, suponiendo que la fase de la onda de referencia ($1+0S K^*$ en este caso) es constante en el intervalo de masa $K\pi\pi$ considerado. El comportamiento de esta fase relativa es bastante compatible con el carácter resonante de la onda $1+0S \rho^+$ (es decir, del Q_1), pero no con el de la onda $1+0S K^{*+}$. Si se produjese Q_2 sería de esperar que la fase volviese a bajar después de haber aumentado 90° , pero lo que se obtiene en realidad es compatible con una variación continua de la fase en aproximadamente 180° .

Onda 2⁻

Diremos, por último, que la introducción de la onda 2⁻0PK*+ en los datos, no proporciona ninguna contribución apreciable.

Como comprobación de la calidad de los ajustes, las amplitudes obtenidas como resultados han sido introducidas en un programa que genera, mediante un método Monte Carlo, sucesos K $\pi\pi$, ponderándolos por el valor de estas amplitudes. Las figs. V.6 y 7 muestra las distribuciones de masa efectiva K π , $\pi\pi$ y algunas distribuciones angulares para los sucesos reales del intervalo $1.23 < m(K\pi\pi) < 1.31$ GeV en comparación con los correspondientes a sucesos generados por Monte Carlo (línea continua de la figura). Como puede verse el acuerdo es satisfactorio.

Una vez obtenidos los resultados que acabamos de detallar se ha incluido en el formalismo la información sobre la desintegración débil del Λ^0 . Se han realizado series de ajustes a los datos experimentales variando los valores iniciales y las ondas parciales que contribuyen. La estadística es insuficiente para obtener resultados fiables para la polarización de cada una de las ondas parciales ya que las ambigüedades y las fluctuaciones son demasiado grandes. Sin embargo, la polarización total de la reacción $\pi^-p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$, tal y como fue definida en el apartado V.3.4, resulta ser muy estable.

La fig. V.8 muestra la polarización del Λ^0 en función de la masa K $\pi\pi$. La polarización es pequeña y negativa y parece mas importante en la región del Q_1 (intervalos 1.23 - 1.31 y 1.31 - 1.38 GeV). Promediando en estos dos intervalos la polarización de todas las ondas que contribuyen al Q_1 (ondas 1+(K ρ)) hemos obtenido, para la polarización del Λ^0 en la reacción $\pi^-p \rightarrow Q_1 \Lambda$ el valor siguiente:

$$P_{\Lambda^0}(\pi^-p \rightarrow \Lambda^0 Q_1) = -0.5 \pm 0.2$$

Puede ser interesante comparar estos resultados con los

obtenidos en la reacción $K^-p \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ (ver fig. 18 de la Ref. V.35). En esta otra reacción la polarización del Λ^0 es pequeña y positiva, haciéndose mas importante en la región 1.2 - 1.3 GeV de masa $\pi\pi\pi$ donde se producen las resonancias A_1 y A_2 .

El comportamiento de la polarización del Λ^0 parece ser, pues, análogo en ambas reacciones, pero cambiado de signo. Este hecho podría ser explicado dentro de la fenomenología de polos de Regge suponiendo que:

- . ambas reacciones están dominadas por intercambio de paridad natural. Los mesones intercambiados son $K^*(890)$ y $K^*(1430)$.

- . las trayectorias del $K^*(890)$ y $K^*(1430)$ son degeneradas.

La insuficiente estadística de la que disponemos en nuestra reacción es la causa de que no podamos comprobar detalladamente estas hipótesis, pero sí nos permite afirmar cualitativamente que nuestros datos no están en desacuerdo con ellas.

V.3.5 iii) Resultados del análisis de ondas parciales para el canal $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$

Se han utilizado los sucesos seleccionados en el capítulo III correspondientes a los canales con Λ^0 visto. Los resultados del análisis no varían sustancialmente al incluir los sucesos del canal con Λ^0 no visto pero se ha preferido finalmente no considerarlos debido a las importantes ambigüedades que presentaban (ver III.3.4). Aparte de las pérdidas de sucesos $\Lambda^0(K^0)\pi^+\pi^-$, inevitables para impedir la contaminación por sucesos $\Sigma^0 K^+ \pi^- \pi^0$ (ver III.3.3), se han realizado cortes en masa $\Lambda\pi$ y $\Lambda\pi\pi$ para evitar las reflexiones de los $\Upsilon^*(1385)$ y $A(1520)$, así como en transferencia de momento (ver capítulo IV). Todos estos cortes y pérdidas son tenidos en cuenta a la hora de calcular las integrales de normalización incluidas en la función que describe la sección eficaz diferencial, según hemos ya indicado en V.3.5 i).

La estadística disponible en este canal solo ha permitido realizar ajustes en seis intervalos de masa $K\pi\pi$ de anchura 80

MeV:

Intervalo de masa $K\pi\pi$ (GeV)	Nº sucesos ponderados
1.10 - 1.18	41
1.18 - 1.26	91
1.26 - 1.34	134
1.34 - 1.42	153
1.42 - 1.50	142
1.50 - 1.58	122
TOTAL:	683

Para describir el sistema $K^0\pi^+\pi^-$ utilizaremos los mismos isobares que en el canal $\Lambda^0 K^+\pi^- \pi^0$: $K^{*+}(890)$, $\rho^0(770)$, $\kappa^+(1245)$, $K^{*+}(1420)$ y parametrizados de igual forma e incluiremos, además, el $\epsilon(1300) \rightarrow \pi^+\pi^-$ descrito por la parametrización de la Ref. V. 36.

Con las mismas restricciones impuestas en el canal anterior en cuanto a los valores máximos admitidos para J, M y l, el conjunto máximo de ondas que vamos a utilizar en este canal es el siguiente:

J^P	M	l	isobar + 3 ^{er} mesón	η
0^-	0	$\left\{ \begin{array}{l} P \\ S \\ P \\ S \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} \rho K \\ \kappa\pi \\ K^{*+}\pi \\ \epsilon K \end{array} \right.$	+
1^+	0	$\left\{ \begin{array}{l} S \\ P \\ S \\ D \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} \rho K \\ \kappa\pi \\ K^{*+}\pi \\ K^{*+}\pi \end{array} \right.$	+
1^+	1	$\left\{ \begin{array}{l} S \\ S \\ P \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} K^{*+}\pi \\ \rho K \\ \epsilon K \end{array} \right.$	+

1^+	1	$\left\{ \begin{array}{l} S \\ S \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} K^* \pi \\ \rho K \end{array} \right\}$	-
2^+	0	$\left\{ \begin{array}{l} D \\ D \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} \rho K \\ K^* \pi \end{array} \right\}$	-
2^+	1	$\left\{ \begin{array}{l} D \\ D \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} \rho K \\ K^* \pi \end{array} \right\}$	+
		$\left\{ \begin{array}{l} D \\ D \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} \rho K \\ K^* \pi \end{array} \right\}$	-
2^-	0	$\left\{ \begin{array}{l} S \\ P \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} K^*(1420) \pi \\ K^* \pi \end{array} \right\}$	+

La estadística de la que disponemos no es suficiente para realizar un análisis con cuyos resultados cuantitativos podamos poner en evidencia, con confianza suficiente, efectos físicos de interés, pero si nos es útil para comprobar de una manera cualitativa que lo obtenido para estos sucesos $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0$ es compatible con lo que se espera a partir de los resultados del canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$. Por idénticas razones hemos utilizado el formalismo que no incluye la desintegración del Λ^0 ya que la obtención de la polarización del Λ^0 aumenta el número de parámetros de forma que los resultados de los ajustes dejan de tener sentido.

El conjunto de ondas final que describen los datos de la manera mas satisfactoria, es el siguiente:

J^P	M	l	isobar	η
0^-	0	S	ϵ	+
1^+	0	S	K^*	+
1^+	0	S	ρ	+
1^+	1	S	ρ	+
1^+	1	S	ρ	-
2^+	0	D	K^*	-
2^+	1	D	K^*	+

Como en el canal anterior la contribución mas destacada es la correspondiente a spin paridad 1^+ , aunque en este caso es importante también la onda 0^- .

Onda 0^-

Esta es la onda que describe el fondo sobre el que se produce el Q_1 y el $K^*(1420)$. No presenta ninguna estructura que pudiera ser evidencia de una resonancia.

Ondas 2^+

Todo lo que puede decirse de estas ondas es que muestran una señal que indica una pequeña producción de $K^*(1420)$, menor de la esperada de acuerdo con la conservación de isospin y del número de sucesos obtenidos en el canal $K^+\pi^-\pi^0\Lambda$. En realidad el resultado, (60 ± 30) , discrepa en aproximadamente 2 desviaciones típicas del número esperado (150 ± 30) .

Ondas 1^+

El conjunto de las ondas 1^+ con desintegración en $K\rho$ muestra la producción de Q_1 . La línea continua de la fig. V.9 describe el Q_1 mediante una distribución de Breit-Wigner y un fondo polinómico. El número de sucesos resonantes Q_1 que se obtiene es de 113 ± 40 , compatible, aunque ligeramente inferior, al esperado por conservación de isospin (158 ± 30) .

La calidad y cantidad de la estadística disponible y el número de parámetros necesarios para describir este canal causan ambigüedades en los ajustes entre el isobar ϵ y el ρ en la onda 1^+ por lo que se ha suprimido el estado $1+\epsilon$ del conjunto de ondas final.

La fig. V.10 nos muestra, por último, varias distribuciones de masa y angulares para los sucesos reales del intervalo $1.26 < m(K\pi\pi) < 1.34$ GeV y para los sucesos generados por Monte Carlo a partir de las amplitudes obtenidas en el ajuste. Podemos observar

-227-

que la descripción de los datos es bastante satisfactoria.

Referencias del Capítulo V

- V.1. Ph. Gavillet et al., ACNO Collaboration, Phys. Lett. 69B (1977) 119.
C. Daum et al., Diffractive production of 3π states at 63 and 94 GeV, preprint CERN-EP/80-219 (1980), submitted to Nucl. Phys. B.
C. Daum et al., Phys. Lett. 89B (1980) 276 ACCMOR Collaboration.
- V.2. C. Dionisi et al., CERN-Collège de France-Madrid-Stockholm Collaboration, Nucl. Phys. B169 (1980) 1.
- V.3. J.A. Daukowych et al., submitted to the 6th Int. Conf. on Experimental Meson Spectroscopy, Brookhaven, 1980.
- V.4. C. Daum et al., preprint CERN-EP/81-04 (1981), submitted to Nucl. Phys. B.
- V.5. M.G. Bowler, J. Phys. G3 (1977) 775.
R.K. Carnegie et al., Phys. Lett. 68B (1977) 287.
- V.6. M. Cerrada and ACCMOR Collaboration. Proceedings of the 6th International Winter Meeting on fundamental Physics. El Paular (1978).
- V.7. Yu M. Antipov et al., Nucl. Phys. B86 (1975) 381.
- V.8. R.T. Deck, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 169.
- V.9. G.W. Brandenburg et al; Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 703 y 706
G.W. Brandenburg et al; Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1239.
G.W. Brandenburg et al; Nucl. Phys. B127 (1977) 509.
- V.10. G. Otter et al; Nucl. Phys. B96 (1975) 29.
G. Otter et al; Nucl. Phys. B106 (1976) 77.
- V.11. J.S.M. Vergeest. Tesis. Nijmegen 1979.
- V.12. R. Armenteros et al., Phys. Lett. 9 (1964) 207.
- V.13. J.S.M. Vergeest et al., Phys. Lett. (1976) 62B.

- V.14. W. Beusch et al.; Phys. Lett. 74B (1978) 282.
- V.15. Ph. Gavillet et al.; Phys. Lett. 76B (1978) 517.
- V.16. A. Etkin et al. BNL-27267
- V.17. A.C. Irving, J. Phys G: Nucl. Phys. 6 (1980) 153.
- V.18. S. Rodebäck et al.; CERN-Collège de France-Madrid-Stockholm Collaboration. Preprint CERN/EP 80-231 (1980). Submitted to Zeitschrift für Physik c.
- V.19. J.A. Rubio, Tesis Doctoral, Madrid 1973.
Ph. Gavillet, Tesis Doctoral, Orsay (Paris) 1979.
- V.20. M. Abramovich et al.; Nucl. Phys. B23 (1970) 466.
Ph. Gavillet et al.; ACNO Collaboration, Phys. Lett. 69B (1977) 119.
B. Foster et al.; ACNO Collaboration, Phys. Lett. 89B (1980) 281.
- V.21. C. Dionisi et al.; CERN-Collège de France-Madrid-Stockholm Collaboration, Nucl. Phys. B169 (1980) 1.
- V.22. Ch. Zemach, Phys. Rev. 133B (1964) 1201.
- V.23. G. Ascoli et al.; Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 962.
G. Ascoli et al.; Phys. Rev. D7 (1973) 669.
- V.24. J.D. Hansen et al.; Nucl. Phys. B81 (1974) 403.
- V.25. D.J. Herndon et al.; Phys. Rev. D11 (1975) 3165.
- V.26. S.U. Chung. "Spin Formalisms". CERN 71-8 (1971).
G.C. Wick, in High energy physics (Gordon and Breach Science Publishers, New York, 1965).
- V.27. S.M. Berman and M. Jacob, Phys. Rev. 139 (1965) B1023.
J. Werle, Relativistic theory of reactions (North - Holland, Amsterdam, 1966).
- V.28. R. Cashmore, Proceedings of the Daresbury Study Weekend, 1-2 February (1975) DL/R34.
V. Chaloupka, Proceedings of the Daresbury Study Weekend, 1-2 February (1975) DL/R34

- V.29. Review of Particle Properties. Particle Data Group. 1980.
- V.30. J.M. Nikolić (editor) Analysis of scattering and decay - Gordon and Breach 1968.
H.M. Pilkuhu. Relativistic Particle Physics. Springer-Verlag 1979.
G. Källén. Elementary Particle Physics. Addison - Wesley. 1964.
- V.31. J.R. Taylor. "Scattering theory". Ed. Wiley & Sons. 1972.
- V.32. F. Wagner, Nucl. Phys. B111 (1976) 67.
- V.33. J. Orear, "Notes on statistics for physicists", UCRL-8417 (1958).
- V.34. D. Morgan, Phys. Rev. D2 (1970) 520.
- V.35. M. Cerrada et al., Nucl. Phys. B126 (1977), 24
- V.36. B. Hyams et al., Nucl. Phys. B63 (1973) 153

Descripción de Figuras del Capítulo V.

- Fig. V.1. Resultados del análisis de amplitudes sobre el diagrama de Dalitz del sistema $K\pi\pi$ para el canal $\bar{K}^0 K^+ \pi^-$.
- Fig. V.2. Análisis de ondas parciales del sistema $K\pi\pi$ para el canal $K^+ \pi^- \pi^0$. Contribuciones totales de los estados $J^P = 0^-, 1^+, 2^+$ en función de la masa efectiva $K\pi\pi$.
- Fig. V.3. Contribuciones de las ondas $J^P = 1^+$ con desintegración en $K\rho$ que describen el sistema $K\pi\pi$ en función de la masa $K\pi\pi$.
- Fig. V.4. Sucesos del canal $\bar{K}^0 K^+ \pi^-$: contribución de las ondas $J^P = 1^+$ con desintegración en $K^* \pi$ o $K\rho$ en función de la masa $K\pi\pi$. La línea continua es el resultado del ajuste mediante una Breit-Wigner que describe el Q_1 y un fondo polinómico.
- Fig. V.5. Fase relativa entre las ondas $1+0s(K\rho)$ y $1+0s(K^* \pi)$ en función de la masa $K\pi\pi$. La línea continua representa la fase correspondiente al Q_1 descrito mediante una Breit-Wigner de masa y anchura 1294 Mev y 66 Mev respectivamente, suponiendo que la fase de la onda de referencia ($1+0s(K^* \pi)$ en este caso) es constante en el intervalo de masa $K\pi\pi$ considerado.
- Fig. V.6 y 7. Distribuciones de masa y angulares para los sucesos reales $\bar{K}^0 K^+ \pi^-$ del intervalo $1.23 < m(K\pi\pi) < 1.31$ Gev y para los sucesos generados mediante un método de Monte Carlo a partir de las amplitudes obtenidas del análisis de ondas parciales (línea continua).
- La fig. 6 muestra las distribuciones de masa efec-

tiva $\pi^-\pi^0, K^+\pi^0$ y $K^+\pi^-$.

La fig. 7 muestra las distribuciones de $\cos \theta_{\pi^-K^+}$, $\cos \theta_{\pi^0K^+}$, $\cos \theta_{K^+\pi^0}$ (cosenos de los ángulos que forman las direcciones de salida del π^- y K^+ en el sistema centro de masas de $\pi^-\pi^0, \pi^0\pi^-$ en el c. m. π^0K^+ y $K^+\pi^0$ en el c. m. $K^+\pi^-$ respectivamente) y de $\cos \beta_{K^+}$, $\cos \beta_{\pi^-}$, $\cos \beta_{\pi^0}$ (siendo β el segundo de los tres ángulos de Euler que pasan del sistema de referencia S al S' cuyo eje z' es la dirección del K^+, π^-, π^0 respectivamente, según se describió en el texto, apartado V.3.2)

Fig. V.8. Polarización del Λ^0 en función de la masa $K\pi\pi$ para el canal $\Lambda K^+\pi^-\pi^0$.

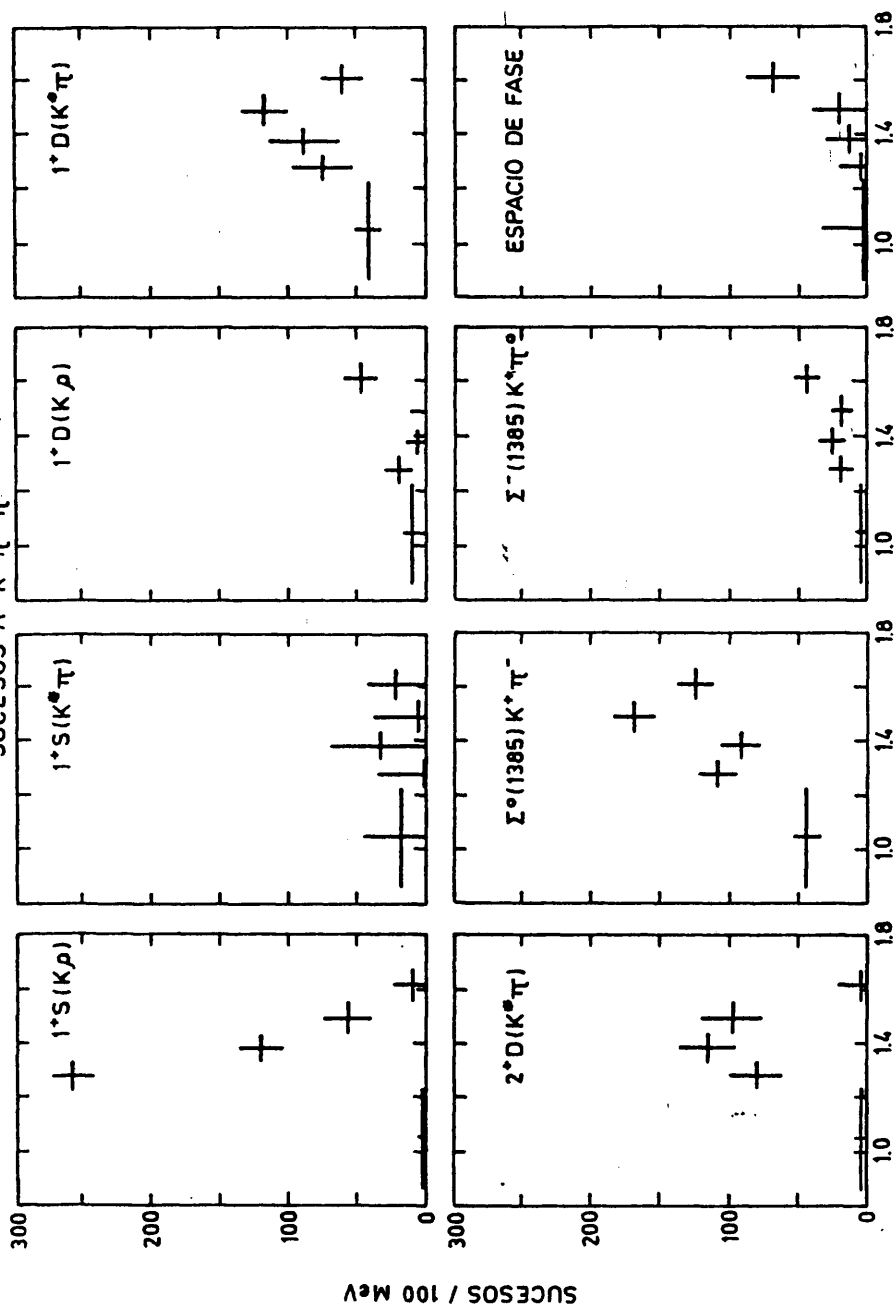
Fig. V.9. Análisis de ondas parciales del sistema $K\pi\pi$ para el canal $\Lambda^0 \pi^+\pi^- K^0$. Contribuciones de las ondas 1^+ con desintegración en $K^*\pi$ o $K\rho$ en función de la masa $K\pi\pi$. La línea continua es el resultado del ajuste mediante una Breit Wigner que describe el Q_1 y un fondo polinómico.

Fig. V.10. Distribuciones de masa y angulares para los sucesos reales $\Lambda\pi^+\pi^- K^0$ del intervalo $1.26 < m(K\pi\pi) < 1.34$ GeV y para los sucesos generados mediante un método de Monte Carlo a partir de las amplitudes obtenidas en el análisis de ondas parciales (línea continua).

Se muestran las distribuciones de masa efectiva $\pi^+\pi^-, K^0\pi^-, K^0\pi^+$ y las distribuciones de $\cos \theta_{\pi^+K^0}$, $\cos \theta_{\pi^0\pi^+}$, $\cos \theta_{K^0\pi^-}$ (cosenos de los ángulos que forman las direcciones de salida del π^+K^0 en el c. m. $\pi^+\pi^-, \pi^-\pi^+$ en el c.m. π^0K^0 y $K^0\pi^-$ en el c. m. $K^0\pi^+$ respectivamente).

ANALISIS DE AMPLITUDES SOBRE EL DIAGRAMA DE DALITZ $K\pi\pi$.

SUCESOS $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$



$M(K^0\pi^-\pi^0)$ GeV

FIG. V. 1

RESULTADOS DEL ANALISIS DE ONDAS PARCIALES. SUCEOS $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$.

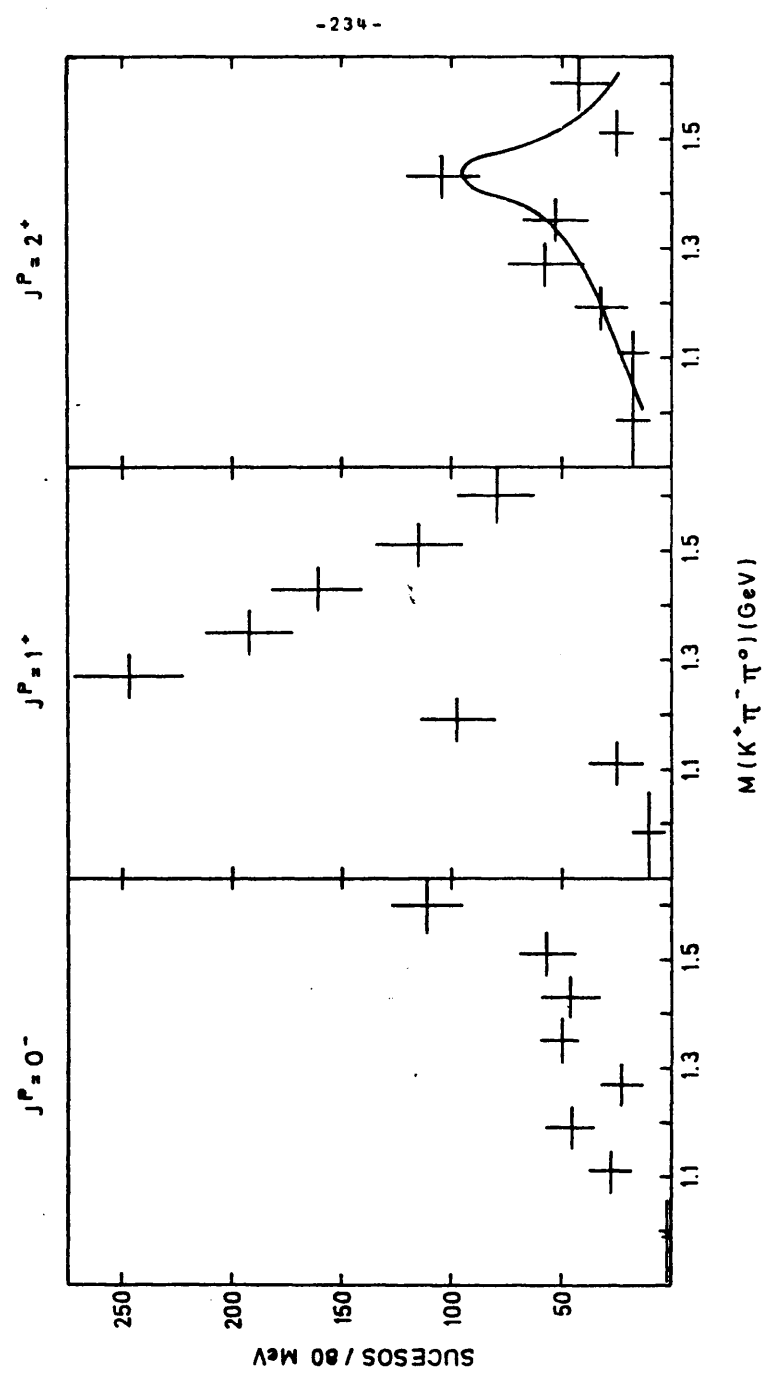
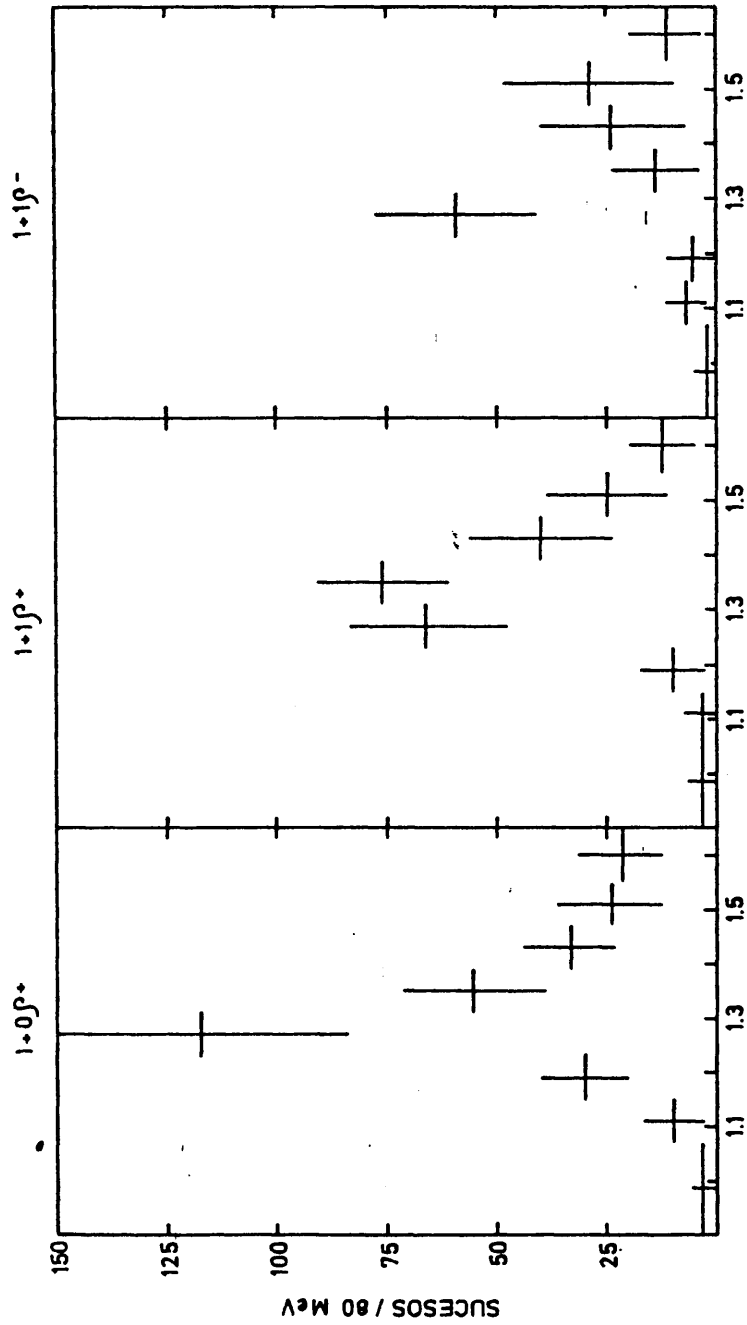


FIG. V - 2

RESULTADOS DEL ANALISIS DE ONDAS PARCIALES. SUCECOS $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$
 ONDAS $J^P M \eta (K \rho)$



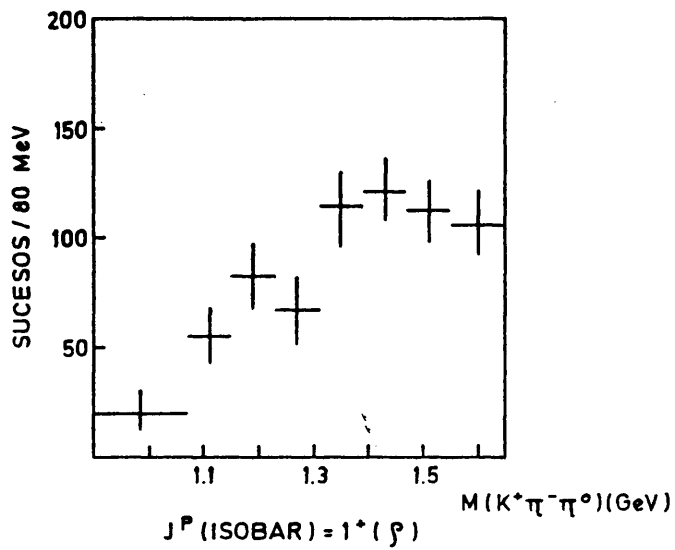
$M(K^+ \pi^- \pi^0) (\text{GeV})$

FIG. V - 3

RESULTADOS DEL ANALISIS DE ONDAS PARCIALES.

SUCESOS $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$

J^P (ISOBAR) = $1^+(K^*)$



J^P (ISOBAR) = $1^+(\rho)$

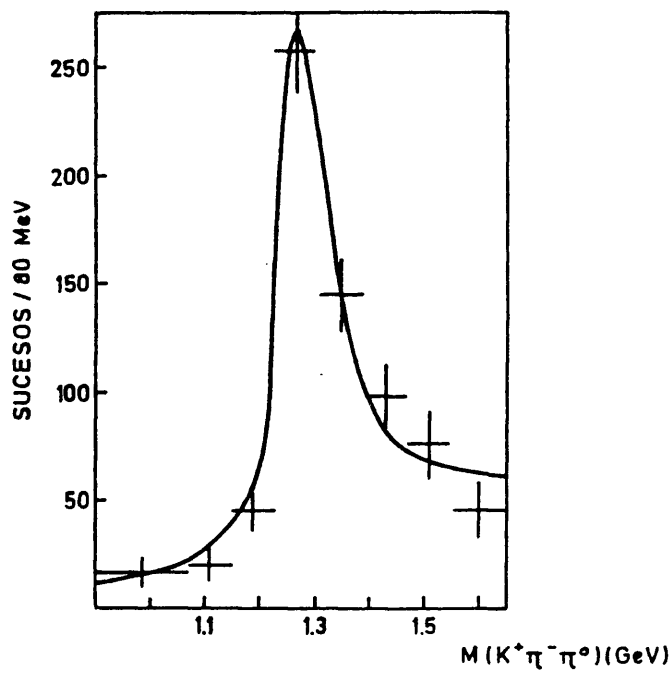


FIG. V - 4

RESULTADOS DEL ANALISIS DE ONDAS PARCIALES.

SUCESOS $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$

FASE RELATIVA $1.0S(K^+) - 1.0S(K^+ \pi^-)$

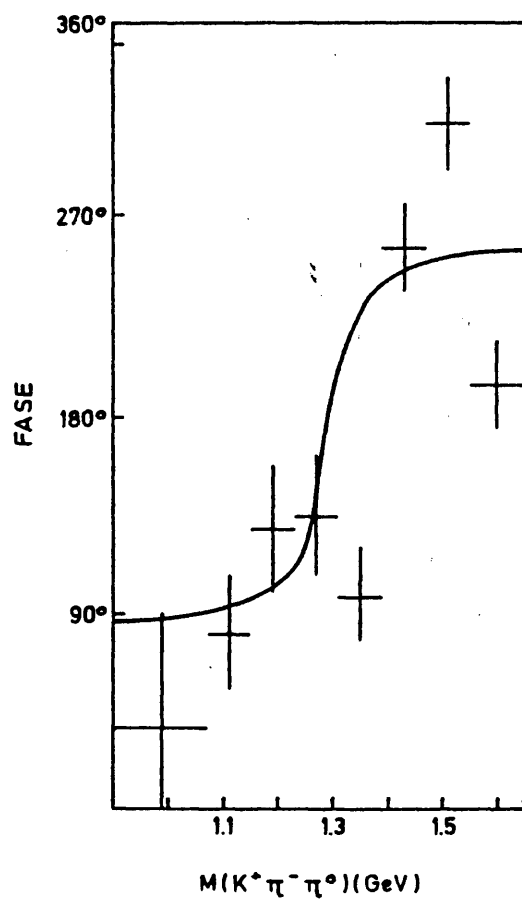


FIG. V-5

SUCESOS $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$ CON $1.23 < M(K \pi \pi) < 1.31$ GeV

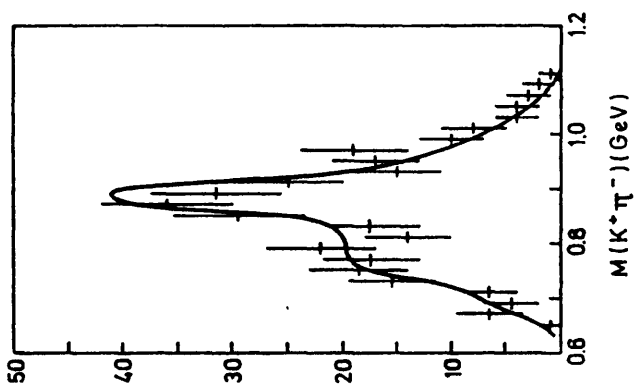
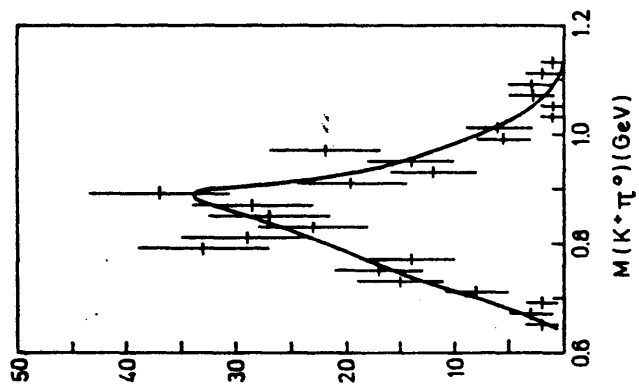
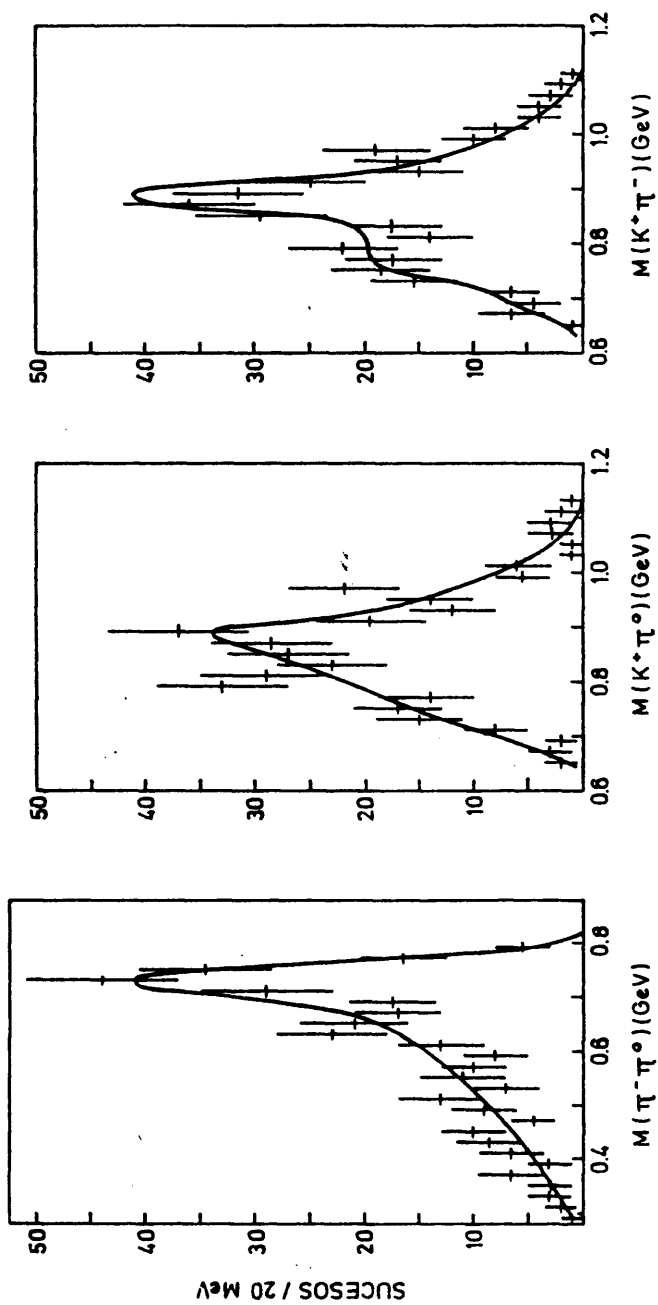


FIG. V-6

SUCESOS $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$ CON $1.23 < M(K \pi \pi) < 1.31$ GeV

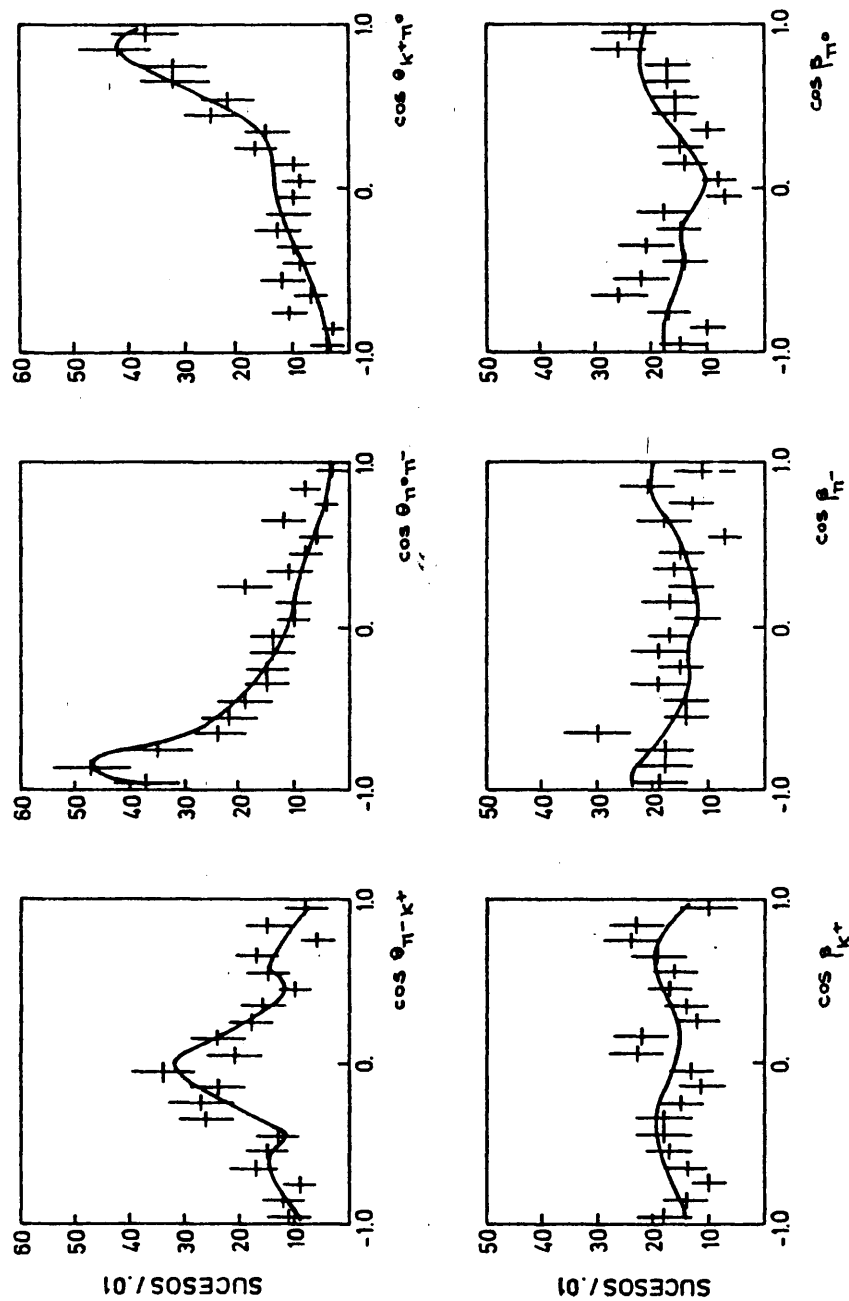


FIG. V - 7

POLARIZACION DEL Λ^0 EN FUNCION DE
LA MASA $K\pi\pi$
SUCESOS $\Lambda K^+\pi^-\pi^0$

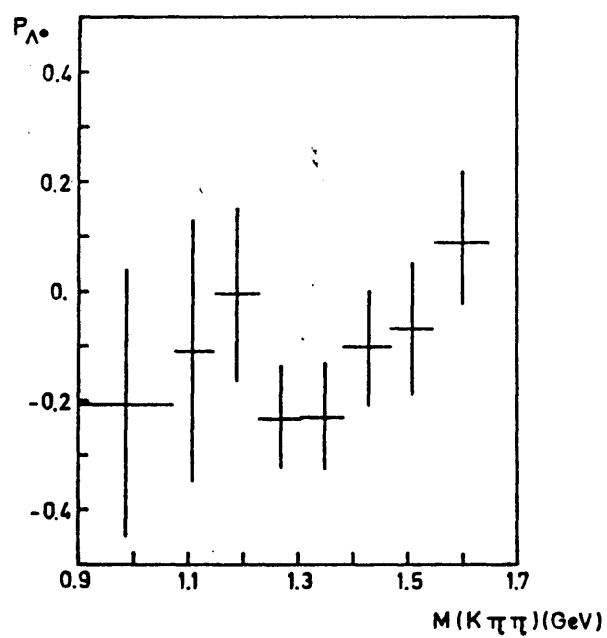
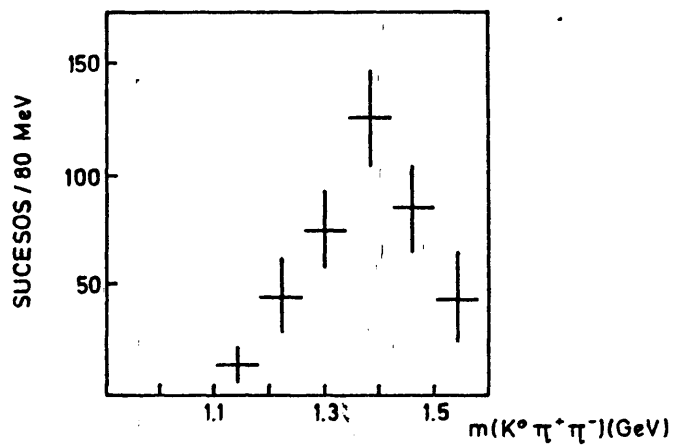


FIG. V-8

RESULTADOS DEL ANALISIS DE ONDAS PARCIALES
SUCESOS $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$

J^P (ISOBAR) = $1^+(K^*)$



J^P (ISOBAR) = $1^+(K^*)$

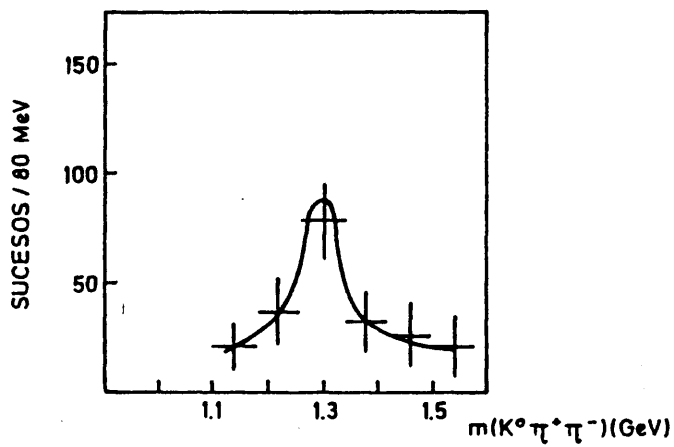


FIG. V - 9

SUCESOS $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ CON $1.26 < M(K^0 \pi^+ \pi^-) < 1.34$ GeV

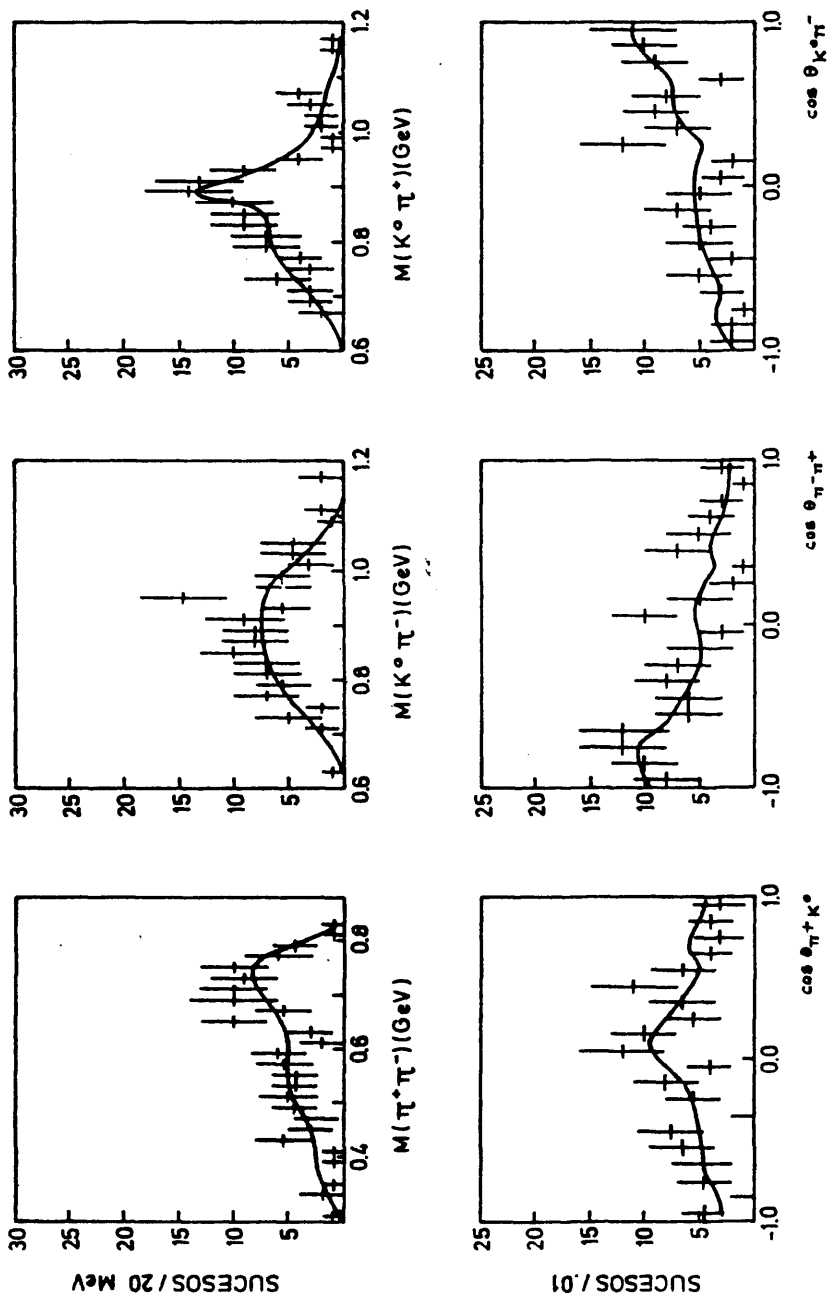


FIG. V - 10

CAPITULO VI

CONCLUSIONES

Del trabajo presentado en esta memoria se pueden extraer las siguientes conclusiones:

- Las secciones eficaces totales de los cuatro canales de interés son las siguientes:

$$\begin{aligned}\sigma(\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0) &= 67.7 \pm 8.2 \text{ } \mu\text{b} \\ \sigma(\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^- K^0) &= 15.7 \pm 3.9 \text{ } \mu\text{b} \\ \sigma(\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^- (K^0)) &= 40.3 \pm 6.3 \mu\text{b} \\ \sigma(\pi^- p \rightarrow (\Lambda^0) \pi^+ \pi^- K^0) &= 10.8 \pm 3.3 \mu\text{b}\end{aligned}$$

- La distribución de masa $K\pi\pi$, después de haber seleccionado sucesos con baja transferencia de momento y suprimido los sucesos $Y^*(1385)$ muestra una clara producción del mesón $Q_1(1280)$ con desintegración en $K\rho$. Un ajuste a esta distribución de masa proporciona los siguientes valores para la masa y anchura del Q_1 .

$$\begin{aligned}\text{Masa del } Q_1 &= 1294 \pm 10 \text{ MeV} \\ \text{Anchura del } Q_1 &= 66 \pm 15 \text{ MeV}\end{aligned}$$

- Se han realizado dos tipos de análisis de amplitudes sobre el sistema $K\pi\pi$. El primero de ellos es un análisis sobre el diagrama de Dalitz $K^+ \pi^- \pi^0$ del que se pueden extraer las conclusiones siguientes:

. Se produce $Q_1(1280)$ con spin-paridad 1^+ (onda S) y desintegración en $K\rho$.

. No se aprecia producción de $Q_2(1400)$

. Se produce $K^*(1420)$ con spin-paridad 2^+ (onda D) y de desintegración en $K^* \pi$.

- El segundo tipo de análisis es un análisis completo de ondas

parciales que aprovecha al máximo la información experimental. Los resultados más importantes para el canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$ se resumen a continuación:

. Contribución al estado final $K^+ \pi^- \pi^0$ de las ondas 0^- : las ondas 0^- describen básicamente el fondo y no muestran evidencias de ninguna resonancia.

. Contribución de las ondas 2^+ : Se producen 130^{+25} sucesos K^* (1420), preferentemente con naturalidad relativa según el cociente:

$$\frac{K^*(1420)(\eta=+1)}{K^*(1420)(\eta=-1)} = 0.8 \pm 0.3$$

Este cociente está de acuerdo con el obtenido para la producción de A_2 en la reacción de intercambio de hipercarga $K^- p + A_2^0 \Lambda$ a una energía muy semejante.

Se detectan dos modos de desintegración del $K^*(1420)$: el $K\rho$ y el $K\pi$ según el cociente:

$$\frac{K^*(1420) \rightarrow K\rho}{K^*(1420) \rightarrow K\pi} = 0.20 \pm 0.05$$

Este resultado está de acuerdo con las predicciones de SU(3).

. Contribución de las ondas 1^+ :

Las ondas 1^+ con desintegración en $K^*(890)\pi$ no muestran señales de producción de Q_2 (1400).

Se producen 316 ± 39 sucesos Q_1 (1280) con desintegración en $K\rho$ y preferentemente con naturalidad positiva: $\eta=+1 \sim 17\%$. La contribución al Q_1 de las ondas con $M = 0$ es aproximadamente igual a la de las ondas con $M = 1$.

La variación con la masa $K\pi\pi$ de la fase relativa entre las ondas correspondientes al Q_1 y el Q_2 es compatible con el carácter resonante de la onda del Q_1 pero no con la producción de Q_2 .

Se ha obtenido además la variación de la polarización del Λ^0 con la masa $K\pi\pi$. La polarización es pequeña, negativa y ligeramente mas importante en la región de Q_1 . El valor de la polarización del Λ^0 en la reacción $\pi^- p \rightarrow Q_1 \Lambda$ es:

$$P_{\Lambda^0}(\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 Q_1) = -0.5 \pm 0.2$$

Este comportamiento es análogo al obtenido en la reacción $K^- p \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$, donde la polarización de Λ^0 es pequeña y positiva haciéndose más importante en la región de las resonancias A_1 y A_2 . Esta analogía podría ser explicada por la fenomenología de polos de Regge suponiendo que ambas reacciones están dominadas por intercambio de paridad natural y que las trayectorias de los mesones intercambiados ($K^*(890)$ y $K^*(1420)$) son degeneradas.

- El análisis de amplitudes del canal $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ ha permitido comprobar que los resultados son compatibles con los obtenidos en el canal $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$.

